

SÉRIE A, N° 2003

N° D'ORDRE :

2870

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HENRI BRUCK

Boursier de Recherches du Centre National
de la Recherche Scientifique.

1^{re} THÈSE. — DURÉE DE VIE DE LA RAIE DE RÉSONANCE D'INTER-COMBINAISON DU ZINC. — MESURE DANS LE JET ATOMIQUE.

2^e THÈSE. — LA STRUCTURE HYPERFINE DES SPECTRES ATOMIQUES.

Soutenues le **Juillet 1942** devant la Commission d'examen.

MM. GEORGES BRUHAT. *Président.*

J. CABANNES.... }
A. KASTLER..... } *Examineurs.*

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1942

SÉRIE A, N° 2003

N° D'ORDRE :

2870

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HENRI BRUCK

Boursier de Recherches du Centre National
de la Recherche Scientifique.

1^{re} THÈSE. — DURÉE DE VIE DE LA RAIE DE RÉSONANCE D'INTER-COMBINAISON DU ZINC. — MESURE DANS LE JET ATOMIQUE.

2^e THÈSE. — LA STRUCTURE HYPERFINE DES SPECTRES ATOMIQUES.

Soutenues le **Juillet 1942** devant la Commission d'examen.

MM. GEORGES BRUHAT. *Président.*

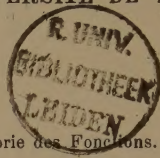
J. CABANNES.... }
A. KASTLER..... } *Examineurs.*

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

—
1942

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS



MM.

Doyens honoraires.... { M. MOLLARD.
C. MAURAIN.

Doyen..... P. MONTEL, *Professeur*, Théorie des Fonctions.

Professeurs honoraires.	{	LÉON BRILLOUIN.	G. BERTRAND.	CAULLEHY.
		AUGER.	Ch. FABRY.	E. CARTAN.
		DANGEARD.	LÉON BERTRAND.	E. BOREL.
		LESPIEAU.	WINTREBERT.	A. COTTON.
		VESSIOT.	DUBOSQ.	J. DRACH.
		PORTIER.	BOHN.	M. GUICHARD.
		LAPICQUE.	RABAUD.	LABROUSTE.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ.... T Zoologie. L. BLARINGHEM.. T Botanique. G. JULIA..... T Analyse supérieure. C. MAUGUIN..... T Minéralogie. A. DENJOY..... T Géométrie supérieure. L. LUTAUD..... T Géographie physique et géologie dynamique. G. BRUHAT..... T Physique. E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique. A. DEHIERNE.... T Physique Générale et Radioactivité. A. DUFOUR..... T Physique (P. C. B.). L. DUNOYER..... T Chimie-Physique. M. JAVILLIER.... T Chimie biologique. Henri VILLAT... T Mécanique des fluides et applications. Ch. JACOB..... T Géologie. P. PASCAL..... T Chimie générale. M. FRÉCHET.... T Calcul des probabilités et Physique Mathématique. E. ESCLANGON... T Astronomie. H. BEGHIN..... T Mécanique physique et expérimentale. KOCH..... T Mécanique expérimentale des fluides. PAUTHENIER.... Physique (P. C. B.). De BROGLIE..... T Théories physiques. CHRÉTIEN..... Optique appliquée. PRENANT..... T Anatomie et Histologie comparées. VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale. COMBES..... T Physiologie végétale. GARNIER..... T Application de l'analyse à la géométrie. PÉRES..... T Mécanique rationnelle. HACKSPILL..... T Chimie minérale. TOUSSAINT..... Technique aéronautique.	M. CURIE..... Physique (P. C. B.). G. RIBAUD..... T Hautes températures. CHAZY..... T Mécanique analytique GAULT..... Chimie (P. C. B.). CROZE..... Recherches physiques. DUPONT..... T Théories chimiques. VALIRON..... T Calcul différentiel et intégral. BARRABÉ..... Géologie structurale et géologie appliquée. MILLOT..... Biologie animale (P.C.B.). F. PERRIN..... Théories physiques. VAVON..... T Analyse et mesures chimiques. G. DARMOIS..... T Calcul des probabilités et Physique-Mathématique. CHATTON..... T Biologie maritime. AUBEL..... Chimie biologique. Jacques BOURCART. Géographie physique et Géologie dynamique. M^{me} JOLIO-CURIE. Physique générale et Radioactivité. PLANTEFOL..... Biologie végétale (P.C.B.). CABANNES..... T Recherches physiques. GRASSE..... T Zoologie. Évolution des êtres organisés. PRÉVOST..... Chimie organique. BOULIGAND..... Mathématiques. CHAUDRON..... Chimie (P. C. B.). WYART..... Minéralogie. TEISSIER..... Zoologie. MANGENOT..... Biologie végétale (P.C.B.). P. AUGER..... Physique. MONNIER..... Physiologie générale. PIVTEAU..... Géologie. ROCARD..... Physique. H. CARTAN..... Calcul Différentiel. SCHAEFFER..... Physiologie générale.
---	--

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK

A Monsieur GEORGES BRUHAT

Très respectueux hommages.

A Monsieur EUGÈNE BLOCH

Très respectueux hommages
Profonde reconnaissance

DURÉE DE VIE DE LA RAIE DE RÉSONANCE D'INTERCOMBINAISON DU ZINC

MESURE DANS LE JET ATOMIQUE

Par

HENRI BRUCK

Boursier de Recherches du Centre National de la Recherche Scientifique.

SOMMAIRE. — En vue de mesures de durées de vie optiques, un appareil à jets atomiques a été construit. Le jet est excité par chocs d'électrons de vitesse déterminée dans un petit domaine nettement délimité.

La courbe théorique de luminosité décroissante suivant la direction de propagation du jet a été calculée en fonction de la durée de vie optique moyenne. Le calcul tient compte de la variation de la densité dans le jet. Une appréciation de la précision du calcul a été faite. Un certain nombre des valeurs de la luminosité a été calculé numériquement, permettant de tracer la courbe jusqu'à 2,6 o/o de l'intensité initiale.

Par photographie photométrique, la courbe expérimentale de décroissance de la luminosité de la raie de résonance d'intercombinaison du zinc $\lambda = 3\,076\text{ \AA}$ ($4^1S_0 - 4^3P_1$) a été mesurée dans le jet sur une longueur de plus de 2 cm., intervalle à l'intérieur duquel l'intensité tombe à 15 o/o de sa valeur initiale. Dans un domaine restreint, l'influence sur la courbe expérimentale d'un champ magnétique, de la densité atomique et des conditions d'excitation a été étudiée. La courbe expérimentale a été comparée à la courbe théorique.

De cette comparaison résultent une vérification de la loi exponentielle de décroissance du rayonnement atomique ainsi que la valeur de la durée de vie moyenne τ de l'état 4^3P_1 du zinc. On trouve $\tau = 3,0 \cdot 10^{-5}\text{ sec} \pm 5\text{ o/o}$.

J'indique, en outre, deux résultats accessoires. La vitesse de pompage d'une pompe à diffusion à huile à un étage a été étudiée en fonction de la forme de la buse d'effusion de la pompe, de la pression d'équilibre et de la puissance de chauffage. De plus, quelques mesures photométriques sont communiquées concernant la loi de Talbot pour la plaque photographique.

I. — INTRODUCTION

Si dans un domaine restreint, on excite à l'émission de lumière un jet atomique, par suite de la durée de vie finie des niveaux atomiques excités, l'émission lumineuse s'étale en décroissant au delà du domaine d'excitation en direction de propagation du jet. La courbe décroissante de l'intensité lumineuse, mesurée quantitativement et comparée à la courbe théorique, fournit la durée de vie moyenne de l'état excité correspondant.

La durée de vie moyenne d'un état excité est le temps durant lequel, en l'absence de toute influence extérieure, le nombre d'atomes dans l'état considéré tombe à $1/e$ de sa valeur initiale. Avec Einstein ⁽¹⁾ et en accord avec la théorie du rayonnement de Dirac ⁽²⁾, la décroissance est supposée exponentielle par suite de transitions spontanées à un état inférieur. La durée de vie moyenne est l'inverse de la probabilité de cette transition, par unité de temps.

L. Dunoyer ⁽³⁾, en 1913, a essayé le premier de mettre à profit la méthode du jet pour une mesure de la durée du rayonnement des raies D du sodium. Cette durée s'est avérée trop courte pour une mesure. Les plus grandes vitesses atomiques encore réalisables dans un jet, limitent, en effet, le domaine d'application de la méthode à des durées de vie supérieures à 10^{-6} sec.

Plus tard, par la même méthode, Kœnig et Ellet ⁽⁴⁾ en même temps que Soleillet ⁽⁵⁾ ont trouvé respectivement, pour la durée de vie de la raie de résonance d'intercombinaison du cadmium, 2,5 et $2,45 \cdot 10^{-6}$ sec. Tous les auteurs cités ont excité le jet par résonance optique.

La probabilité d'excitation est inversement proportionnelle à la durée de vie. Ainsi, en excitant par résonance, il existe également une limite supérieure de la durée de vie au-dessus de laquelle l'intensité lumineuse du jet devient insuffisante pour une mesure. Pour cette raison, P. Soleillet ⁽⁶⁾ n'a pu observer la raie de résonance d'intercombinaison du zinc.

De ce fait, il a déduit que la durée de vie de cette raie doit être supérieure à 10^{-5} sec ⁽⁷⁾.

Pour une durée de vie supérieure à 10^{-5} sec la décroissance de l'intensité lumineuse jusqu'à $1/e$ de sa valeur initiale s'étalerait sur 1 cm ou davantage dans le jet et pourrait être mesurée avec précision dans un domaine étendu si l'on pouvait exciter d'une manière suffisamment

⁽¹⁾ A. EINSTEIN. *Phys. Zeitschr.*, **18** (1917), 121.

⁽²⁾ V. WEISSKOPF et E. WIGNER. *Zeitschr. f. Phys.*, **63** (1930), 54.

⁽³⁾ L. DUNOYER. *C. R.*, **157** (1913), 1068; *Le Radium*, **10** (1913), 400.

⁽⁴⁾ H. D. KOENIG et A. ELLET. *Phys. Rev.*, **39** (1932), 576.

⁽⁵⁾ P. SOLEILLET. *C. R.*, **196** (1933), 1991.

⁽⁶⁾ P. SOLEILLET. *C. R.*, **195** (1932), 372.

⁽⁷⁾ Quelques indications théoriques au sujet de la durée de vie des raies d'intercombinaison seront données p. 45.

intense. Il serait possible de trouver la durée de vie d'une façon directe et avec beaucoup de certitude. De plus, il y aurait même là une occasion unique de vérification de la loi générale de la décroissance du rayonnement atomique.

Dans le présent travail, la difficulté d'exciter avec une intensité suffisante a été surmontée par un dispositif permettant d'exciter un domaine restreint du jet par choc d'électrons lents de vitesse déterminée (1).

Nous verrons, cependant, que l'emploi de chocs électroniques à la place de la résonance optique rend l'essai bien plus délicat.

II. — L'APPAREIL A JET

TRAITS ESSENTIELS DE LA CONSTRUCTION. — Par analogie avec un faisceau de lumière, un jet atomique est produit par une source d'atomes et un diaphragme. Le corps du diaphragme est refroidi : il entoure la source et condense tous les atomes qui en sortent excepté ceux qui, traversant son ouverture, forment le jet. A la fin de leur parcours, ces atomes sont à leur tour condensés sur une plaque refroidie. Le jet ne peut se former que dans un vide suffisamment poussé pour permettre la propagation rectiligne des atomes. Ainsi, le libre parcours des atomes dans le vide doit être au moins de l'ordre des dimensions de l'appareil. Un vide de 10^{-4} mm de Hg remplit déjà en général cette condition.

Les réalisations publiées d'appareil à jet sont nombreuses. La priorité en revient à L. Dunoyer (2).

Les réalisations récentes ont servi surtout à l'étude du moment nucléaire du noyau atomique par étude dans le jet, soit de la structure spectrale hyperfine, soit de la déviation des atomes dans un champ magnétique non uniforme.

Le présent appareil a été réalisé d'après une construction ancienne de R. Minkowski (3) dont j'ai eu autrefois l'occasion de me servir. J'énumérerai brièvement les traits essentiels de l'appareil actuel. La figure 1 en donne une vue d'ensemble.

L'enceinte extérieure est entièrement métallique. Elle est reliée d'une façon rigide à une pompe à diffusion en pyrex. L'ensemble est fixé sur un trépied qui peut être déplacé, permettant une mise en place facile par rapport au système d'observation. L'appareil est assez volumineux pour diminuer la résistance au pompage. A part les électrodes du canon élec-

(1) A. BOGROS et F. ESCLANGON (*C. R.*, **195** (1932), 369) avaient déjà excité en haute fréquence un jet se propageant dans une atmosphère d'argon à la pression de 2.10^{-3} mm. de Hg. L'emploi d'électrons pour l'excitation d'un jet, se propageant dans un vide poussé, avait été proposé pour la première fois par R. Minkowski (*R. MINKOWSKY et H. BRUCK, Zeitschr. f. Physik*, **95** (1935), 274).

(2) L. DUNOYER. *C. R.*, **152** (1911), 592.

(3) R. MINKOWSKI et H. BRUCK. *Zeitschr. f. Physik*, **95** (1935), 482.

tronique d'excitation, introduites dans l'enceinte par des rodages latéraux, tout l'appareil à jet est fixé à un couvercle et devient accessible en soulevant celui-ci.

Les directions du jet, de l'observation et des électrons excitateurs sont perpendiculaires entre elles, celle du jet étant la verticale. La source d'atomes et le diaphragme étant constitués par deux fentes superposées et parallèles à la direction d'observation, le jet a une forme aplatie. Cette

forme est favorable à l'intensité lumineuse du jet ; car elle permet de rapprocher les électrodes excitatrices sans réduire l'épaisseur du jet dans la direction d'observation. On donne aux deux fentes la même longueur, parce que, dans ce cas, la densité des atomes dans le jet présente un maximum, pour une dispersion donnée de leurs directions.

Le creuset contenant la substance constituant le jet est chauffé par un enroulement électrique. Le diaphragme est refroidi à l'air liquide. Il est protégé contre le rayonnement du creuset par des écrans. Ce système ne permet pas de dépasser une température d'environ 600° C. Le cas échéant, il

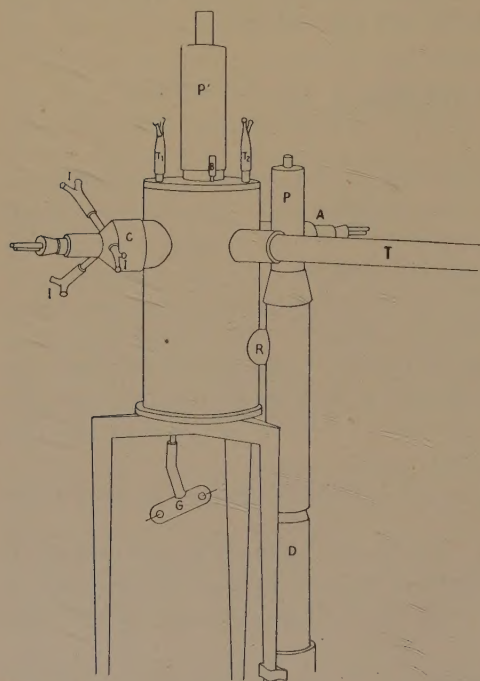


FIG. 1. — Aspect extérieur de l'appareil à jet.

serait à remplacer par un creuset chauffé par bombardement électronique et entouré d'un écran refroidi à l'eau. La distance des fentes du creuset et du diaphragme est variable. Par suite de condensation de substance, la fente du diaphragme a tendance à se boucher. Elle est rendue interchangeable sans avoir à interrompre un essai, et elle peut aussi être fermée. Une particularité essentielle du présent appareil réside dans le canon électronique. Les électrons traversent le jet à une vitesse déterminée. Par l'action d'un champ magnétique, ils sont rigoureusement contenus dans une tranche horizontale de 0,5 mm d'épaisseur.

L'ENCEINTE EXTÉRIEURE. — La vue d'ensemble, figure 1, permet de reconnaître comme élément essentiel de l'enceinte extérieure un cylindre

étiré en cuivre rouge posé verticalement et soudé à l'étain sur une plaque de base formée par un disque en laiton. Le cylindre a 35 cm de hauteur et 18 cm de diamètre intérieur. Sur le cylindre est posé le couvercle qui supporte les organes intérieurs de l'appareil. Du cylindre sortent latéralement les deux électrodes A et C du canon électronique. Sur l'une, la cathode C, on distingue les traversées de fils électriques. Latéralement à l'appareil sort également un long tube T au bout duquel est fixée la fenêtre d'observation en quartz. A l'opposé de T l'appareil possède encore une autre fenêtre en verre, non visible sur la figure 1, qui sert à l'observation subjective. Le dispositif de pompage est raccordé au cylindre par le tube court R. D fait partie de la pompe à diffusion. La pièce P supporte à l'intérieur un piège à air liquide. La pression est évaluée par un tube de Geissler G, qui communique avec l'intérieur de l'appareil par un tube traversant la plaque de base.

Toutes les pièces métalliques assemblées d'une manière définitive sont soudées sauf celles en contact avec l'air liquide qui sont brasées. Les soudures à l'étain sont rendues étanches en les recouvrant de vernis. J'ai utilisé un vernis Levasseur. Les joints souvent démontés sont rendus étanches au Mastic Vacoplast de la Compagnie Générale de Radiologie. Les traversées de fils électriques, le tube de Geissler, les fenêtres d'observation sont fixés à la picéine. La pompe à diffusion est réunie à l'appareil par un rodage graissé.

L'appareil est étanche. Au commencement de la guerre il avait été laissé sous un vide préliminaire de quelques centièmes de millimètre. Un an plus tard, la pression a été retrouvée inchangée.

Le trépied qui porte l'appareil et la pompe à diffusion repose sur le sol par l'intermédiaire de trois vis calantes qui permettent le réglage définitif de la hauteur et de l'inclinaison.

LE DISPOSITIF DE POMPAGE. — Une coupe de la partie supérieure du dispositif de pompage est représentée par le dessin secondaire de la figure 2. Extérieurement cette partie est également visible sur la figure 1. Par le raccord R un autre tube vertical de raccordement de 6 cm de diamètre intérieur communique avec l'appareil. Ce dernier possède à ses deux extrémités des rodages coniques auxquelles s'adaptent une pièce P, portant le piège à air liquide formé par un tube en maillechort étiré. Le piège se trouve centré à l'intérieur de la pièce P, à laquelle il est soudé à l'étain en haut, tandis qu'il est fermé à sa base par un bouchon en fer brasé. Le tube en maillechort a 1,8 cm de diamètre et 43 cm de longueur. Pour réduire sa conductibilité thermique, dans sa partie supérieure, l'épaisseur de sa paroi a été diminuée à environ 3/10 de millimètre.

A part la forme de sa buse d'effusion, représentée par la figure 5 a, page 12, la pompe à diffusion est semblable à un modèle décrit par I. Estermann et H. T. Byck ⁽¹⁾. Elle est à un étage, en pyrex, et elle a

(1) I. ESTERMANN et H. T. BYCK. *The Rev. of Sci. Instr.*, **3** (1932), 482.

6 cm de diamètre intérieur. Le mercure étant nuisible aux pièces métalliques, le liquide de pompage est le di-phthalate de butyle. Le vide préliminaire est assuré par une pompe rotative à huile à doubles palettes.

LE COUVERCLE. — Le couvercle de l'appareil à vide, que l'on voit également sur les figures 1 et 2, est formé d'un disque de 19 cm de diamètre et de 12 mm d'épaisseur. Il possède un encastrement au bord, assurant le centrage, lorsqu'il est posé sur l'appareil. Il présente en son milieu un orifice dans lequel est soudé un tube vertical court, muni d'un rodage conique auquel s'adapte un piège à air liquide P' , semblable à celui du dispositif de pompage, mais de 3 cm de diamètre. Sur ce piège s'adapte, de l'intérieur de l'appareil, une autre pièce, le condenseur, servant à la condensation des atomes qui sortent du creuset. Symétriquement par rapport au piège, le couvercle est encore traversé par deux tubes T_1 et T_2 en laiton.

Au-dessous du couvercle ces deux tubes ont une longueur de 34 cm et descendent presque jusqu'à la plaque de base de l'appareil. Ils se placent entre les branches de la croix que forment la direction d'observation et le canon électronique. Ils supportent le creuset dont les fils électriques de chauffage et ceux du couple thermo-électrique sortent de l'appareil par l'intérieur des tubes T_1 et T_2 .

Pour confectionner l'appareil à jet, le couvercle est posé sur un support spécial.

LE CREUSET. — Le creuset Cr se compose de deux moitiés dessinées différemment en hachuré sur la figure 2, et qui sont assemblées par un rodage. Ce creuset est en fer. Le cuivre ne peut être utilisé, car il s'allie au zinc. L'espace disponible à l'intérieur du creuset a 1,8 cm de diamètre et 6 cm de hauteur. Un petit récipient en pyrex, contenant du zinc, pur en baguettes de la Maison Rhône-Poulenc y est placé. Une charge est suffisante pour une dizaine d'heures de marche. Dans le haut du creuset se trouve la fente F_1 de sortie. Elle est perpendiculaire au plan de la figure. Elle a 1 cm de long et 0,2 cm de large. La fente devant être le point le plus chaud du creuset, le fil de chauffage en nichrome est enroulé autour de sa moitié supérieure. Il est isolé par des perles de quartz. Pour une température de 441°C , la puissance de chauffage nécessaire est de 48 watts. La moitié inférieure du creuset repose dans un cylindre en maillechort, dessiné en pointillé. Mais, elle le touche seulement suivant une circonférence près du bord supérieur du cylindre en maillechort, qui, ainsi, sert de protection contre le rayonnement. Plusieurs autres écrans en fer de protection contre le rayonnement entourent encore le creuset. Seule sa fente reste libre. Les pertes de chaleur par contact étant toujours négligeables, tous les écrans sont simplement posés en des endroits quelconques de la construction, qu'ils soient chauds ou froids. Sur la figure 2, ils sont indiqués en pointillé. Les écrans réduisent dans le rapport

de 2,5 à 1 la puissance de chauffage nécessaire et la consommation d'air liquide.

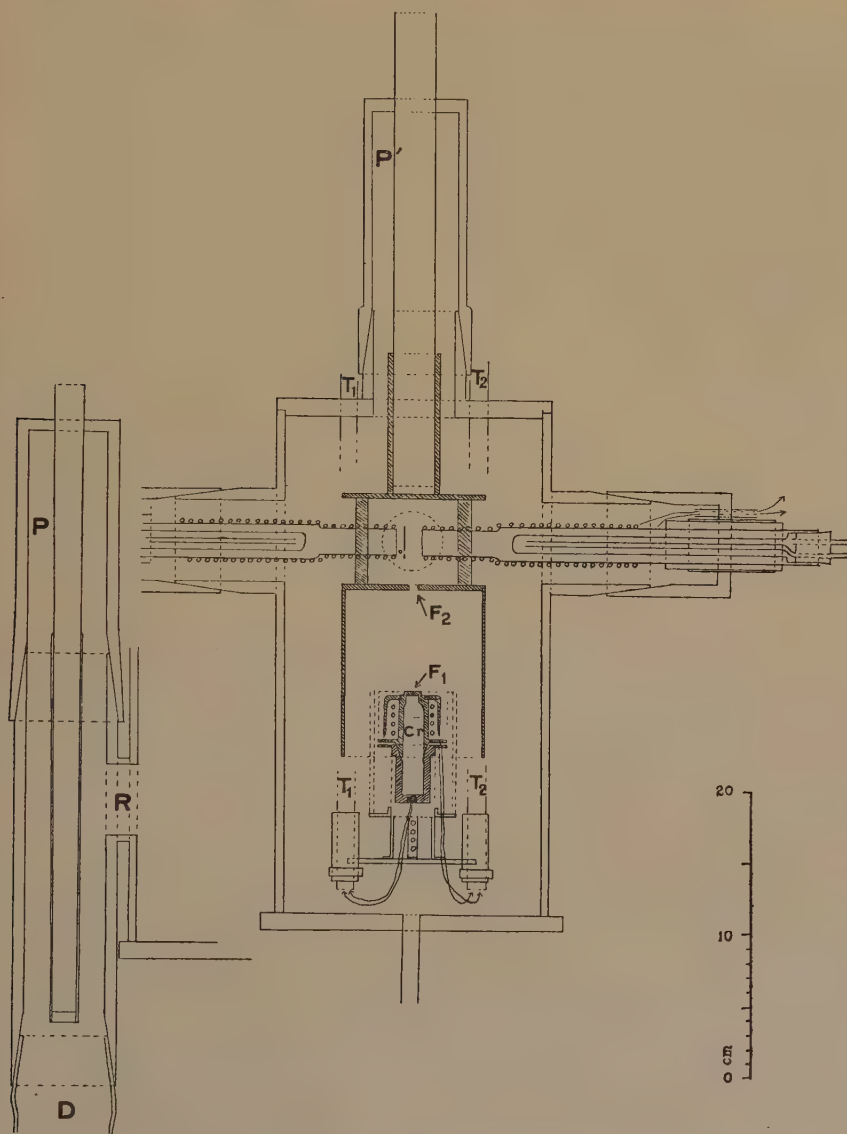


FIG. 2. — Coupe verticale de l'appareil à jet. Dessin secondaire : coupe du raccordement à la pompe.

Par l'intermédiaire du tube en maillechort qui supporte le creuset et d'une construction de faible conductibilité thermique en ruban troué de métal Monel, le creuset est fixé à deux tubes courts glissant sur les

tubes T_1 et T_2 du couvercle de l'appareil. Une vis permet le blocage. Ainsi l'emplacement du creuset en hauteur est variable.

COUPLE THERMO-ÉLECTRIQUE. — La température du creuset est mesurée par un thermocouple fer-constantan qui est vissé dans le fond du creuset. Le couple fer-constantan est linéaire entre 0° et 900° C ⁽¹⁾. Il a été étalonné à la température d'ébullition de l'eau et du soufre, et à la température de fusion du zinc et de l'antimoine. La précision de la mesure de la température était certainement largement suffisante. Dans l'expression mathématique $I(\tau)$ de la luminosité du jet en fonction de la durée de vie, cette dernière dépend linéairement de la vitesse moyenne des atomes dans le creuset, c'est-à-dire de $\sqrt{T_{abs}}$. Ainsi, en admettant une erreur sur τ de 1 0/0, à 441° C la température doit être connue à $\pm 15^\circ$ près.

LE CONDENSEUR. — On reconnaît le condenseur sur la figure 2 à ce qu'il est également dessiné en hachuré. Il réunit toutes les pièces de l'appareil à jet qui doivent être froides. Il est en cuivre rouge, entièrement soudé à l'étain. De haut en bas, il comprend un manchon qui s'adapte au piège P' à air liquide, ensuite un disque horizontal sur lequel se condense le jet à la fin de son parcours. En dessous se trouve le corps du diaphragme d'atomes solidaire du disque par l'intermédiaire de quatre colonnettes verticales.

Pour que le contact thermique entre le manchon et le piège soit assuré, ces deux pièces doivent s'adapter sans jeu et être graissées à la graisse à basse pression. Sans la graisse, le piège se refroidit seul ; il se contracte et le condenseur ne s'adapte plus du tout. Par contre, si dès le commencement le contact thermique est assuré par la graisse, le manchon en cuivre se contracte plus que le piège en maillechort, garantissant un contact étroit.

Le corps du diaphragme a la forme d'une cloche, plane au sommet, qui recouvre le creuset. La fente F_2 au centre du sommet de la cloche n'est pas le diaphragme effectif. Ce dernier n'est pas représenté sur la figure 2. Il est interchangeable et constitué à volonté par une des fentes d'un disque horizontal placé au-dessus de F_2 . Le disque peut tourner autour de son axe de symétrie. En le tournant, on peut mettre les fentes du disque, l'une après l'autre, en place au-dessus de F_2 . Ces fentes sont de dimensions inférieures à celles de la fente F_2 . Elles ont 1 cm de longueur et 0,2 cm de largeur. Le disque aux fentes peut être actionné du dehors. Par l'intermédiaire d'un levier, il est relié au bouton B, extérieur à l'appareil, visible sur le couvercle figure 1. Le bouton B tourne dans un rodage conique graissé. Les moyeux de l'axe du disque aux fentes sont solidaires de la cloche du diaphragme. Le disque aux fentes est refroidi

(1) HOFFMANN et SCHULZE. *Electrotechnische Zeitschr.*, 1920, 427.

par une tresse en fil de cuivre rouge soudée, d'une part à l'axe du disque, d'autre part à la cloche.

LE CANON ÉLECTRONIQUE. — Le canon des électrons excitateurs comporte une cathode incandescente, une grille d'accélération et une anode, cet ensemble étant placé dans un champ magnétique uniforme, parallèle au faisceau électronique.

Schématiquement, la disposition des différents éléments ressort également de la figure 2. On distingue disposées symétriquement de chaque côté de l'appareil à jet, deux électrodes introduites latéralement. Isolée par un tube en pyrex, chacune d'elles est logée et picinée concentriquement dans une pièce extérieure à rodage conique, s'adaptant à l'appareil. Ces pièces rodées possèdent également des orifices de sortie pour les fils électriques. L'aspect extérieur de l'une d'elles, celle qui supporte la cathode, est visible sur la figure 1, où elle est désignée par la lettre C.

On y distingue également trois tubes I de sortie de fils électriques, se prolongeant par des tubes bifurqués en pyrex.

Chaque électrode comporte un solénoïde à noyau en fer doux. Entre les pôles intérieurs des solénoïdes passe le jet, et sont disposées les électrodes proprement dites. Les deux noyaux en fer ont

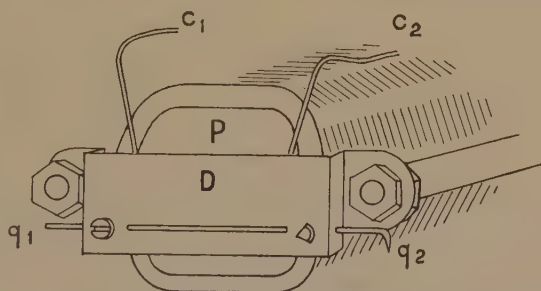


FIG. 3. — Vue de l'électrode cathode-diaphragme en perspective.

27 cm de longueur et 2,5 cm de diamètre. Pour permettre de rehausser le condensateur, ils sont aplatis à leur extrémité intérieure de telle sorte que leur hauteur n'y est plus que de 2 cm. Ils sont refroidis à l'eau par l'intérieur partiellement creux. Leur aimantation est assurée par des enroulements à trois couches de fil électrique émaillé de 1 mm de diamètre parcourus dans le même sens pour les deux par un courant de l'ordre d'un ampère. Ainsi, comme je l'ai vérifié grossièrement avec un fluxmètre et de la limaille de fer, il existe entre les deux pôles intérieurs, distants d'environ 1,4 cm un champ magnétique d'environ 1 000 gauss qui est uniforme à l'endroit du faisceau électronique.

La cathode longue de 2 cm est constituée par un filament ($\varnothing = 0,4$ mm) en nichrome, activé, enroulé autour d'une baguette horizontale en quartz de 1 mm de diamètre. Sa consommation est de 9 watts (3 amp., 3 volts). Le filament est activé de la façon suivante. Il est saupoudré d'un mélange de 80 o/o de BaO, 10 o/o de CaO et 10 o/o de SrO. En chauffant électri-

quement, les cristaux du mélange se liquéfient et, en coulant, enrobent le fil d'une couche uniforme. L'opération doit être recommencée plusieurs fois.

La grille d'accélération qui en même temps joue le rôle de diaphragme pour le faisceau électronique consiste essentiellement en une plaquette verticale plane, placée à quelques dixièmes de millimètre de la cathode. En face de cette dernière, elle possède une fente horizontale de 0,5 mm de largeur et de 2 cm de longueur. Les électrons, ayant traversé cette fente arrivent directement sur la surface du pôle de l'autre électrode qui, ainsi, sert en même temps d'anode. Le jet passe dans l'espace entre l'anode et le diaphragme qui sont distants d'environ 0,7 cm.

La figure 3 donne une vue en perspective du pôle magnétique P devant lequel la cathode et le diaphragme à électrons D sont placés. On distingue la fente du diaphragme, et aux deux bouts de celle-ci les éléments d'un viseur permettant de rendre la fente horizontale, en regardant par la fenêtre d'observation de l'appareil et en tournant de l'extérieur l'électrode dans son rodage autour de son axe. La plaquette D du diaphragme est plane, mais recourbée latéralement et traversée de part en part par une baguette en quartz q_1, q_2 , sur laquelle la cathode est enroulée. Celle-ci est alimentée par les fils c_1 et c_2 . Sur la figure 3 d'un côté du diaphragme, on voit en partie l'une des deux baguettes par lesquelles le diaphragme est fixé sur le solénoïde et par l'intermédiaire desquelles il est porté à un potentiel électrique convenable.

Les électrons excitateurs qui traversent le jet sont contenus dans une tranche dont la section est identique à la fente du diaphragme. J'ai vérifié photographiquement qu'en dehors de la tranche aucune excitation mesurable n'avait lieu. Après quelque temps de marche, à l'endroit où les électrons frappent l'anode, un dépôt se forme qui est l'image nette et fidèle des portions du fil de la cathode, visibles à travers la fente du diaphragme.

Si l'on ne tient pas compte de la charge spatiale, les électrons se propagent suivant des spirales entourant les lignes de force du champ magnétique. Il est à noter que, de ce fait, le chemin parcouru par les électrons et, partant, l'intensité de l'excitation se trouvent avantageusement augmentées. Le rayon r de ces spirales est :

$$r = \frac{1}{H} \sqrt{\frac{2c^2(\varphi - \varphi_0)}{e/m}}$$

(H = champ magnétique, $(\varphi - \varphi_0)$ = potentiel électronique, parcouru perpendiculairement au champ magn., e/m = charge/masse de l'él., c = vitesse de la lumière; unités électrostatiques).

Ainsi, par exemple, pour une vitesse électronique ayant une composante de 10 volts perpendiculairement à un champ magnétique de 1 000 gauss, le rayon des spirales est $r_{10} = 1/10$ mm. A cause de la charge spatiale la répartition des vitesses et de la densité électroniques à l'intérieur de la

tranche sont plus compliquées. Le potentiel le long d'une trajectoire électronique présente un minimum prononcé entre le diaphragme et l'anode. Le tableau V (p. 39) montre que, par exemple, on obtient au minimum le potentiel de 6-7 volts avec 20 volts au diaphragme et 80 volts à l'anode, le courant électronique étant de 4 milliamp.

Le potentiel présente également un minimum au milieu de la tranche par rapport à sa surface supérieure et inférieure. Les calculs n'ont pas été faits.

Toutefois, il a été vérifié spectroscopiquement que malgré l'effet de la charge spatiale et la chute de potentiel de 3 volts dans le filament de la cathode, il était possible d'exciter la raie de résonance d'intercombinaison seule, en choisissant convenablement les potentiels appliqués au diaphragme et à l'anode. Ainsi, pour des raisons de commodité ce dispositif a été adopté quoique dans quelques essais préliminaires une cathode équipotentielle eût fourni des vitesses électroniques encore plus uniformes.

Le schéma de la figure 4 représente les différents circuits électriques du canon électronique, qui comprennent en particulier des potentiomètres permettant de régler les tensions du diaphragme et de l'anode.

Les instruments de mesure et les rhéostats de tous les circuits électriques de l'appareil à jet ont été réunis à portée de la main sur une seule table, de telle sorte qu'il était possible de les régler en observant le jet.

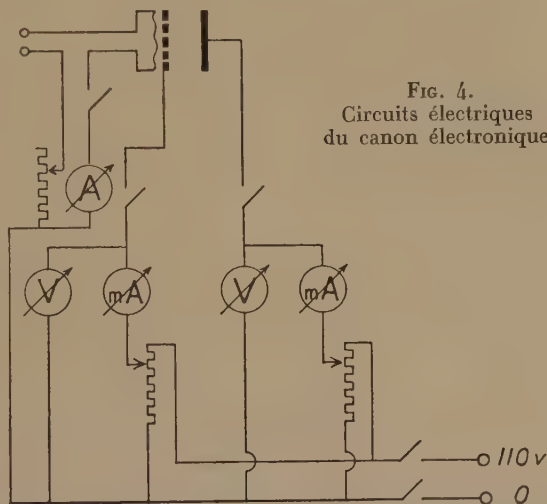


FIG. 4.
Circuits électriques
du canon électronique.

III. — MESURES DE LA VITESSE DE POMPAGE

Une pompe à diffusion à huile à un étage et en pyrex est facile à construire. Ainsi dans les circonstances actuelles, elle est fréquemment employée. J'ai fait quelques vérifications de la vitesse de pompage d'après le débit d'une rentrée d'air artificielle, en fonction de la forme de la buse d'effusion de la pompe et de la puissance de chauffage.

L'huile utilisée est le di-phthalate de butyle. Successivement, une buse

en pyrex (*a*) et une buse métallique (*b*) ont été examinées. Leurs formes respectives sont indiquées sur la figure 5. La buse métallique est identique à celle utilisée par I. Estermann et H. T. Byck ⁽¹⁾.

La vitesse de pompage est déduite de la pression d'équilibre maintenue par la pompe contre une fuite artificielle par laquelle on laisse

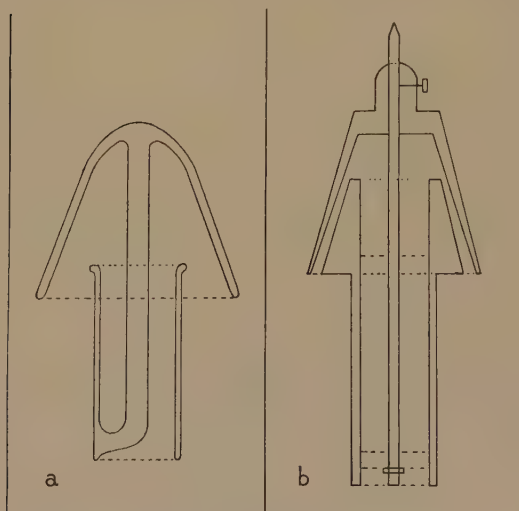


FIG. 5 — Buses d'effusion (*a* et *b*) de la pompe à diffusion.

continuellement entrer de l'extérieur dans le volume pompé de l'air en quantité connue. Soit la vitesse de pompage γ exprimée en litres par seconde, la pression d'équilibre p en mm de Hg et la masse q de l'air entrant par seconde dans le volume pompé en mm Hg $\times$ litres $\times$ sec⁻¹. La vitesse de pompage γ est déduite de p et de q à l'aide de la relation :

$$\gamma = \frac{q}{p}.$$

L'essai est exécuté à l'aide de l'appareil à jet. A la mesure de la pression d'équilibre p qui s'établit dans la grande enceinte de l'appareil, le tube de Geissler (fig. 1) est remplacé par une jauge de MacLeod. La fuite artificielle est réalisée en faisant communiquer l'appareil à travers une grande résistance avec un réservoir d'air. Le réservoir d'air est de dimensions connues et muni d'un manomètre. Ainsi, on peut connaître la masse d'air q qui par seconde quitte le réservoir et entre dans l'appareil.

Les quatre courbes de la figure 6 représentent pour les quatre essais qui ont été faits la vitesse de pompage γ mesurée en litres par seconde, en fonction de la puissance de chauffage en watts de la pompe à diffusion. Les deux courbes *a* et *a'* en pointillé se rapportent à la buse *a* en pyrex, les deux autres, *b* et *b'*, à la buse métallique *b*. Les deux courbes de chaque buse se rapportent à deux valeurs différentes de la quantité q d'air rentrant par seconde dans l'appareil.

Le tableau I donne les valeurs de la quantité d'air q qui entre par la fuite artificielle, en litres $\times$ mm de Hg $\times$ sec⁻¹, de la pression d'équilibre p mesurées en mm de Hg et de la vitesse de pompage en litres par

(¹) I. ESTERMANN et H. T. BYCK, *l. c.*

seconde dans les meilleures conditions de chauffage. Il s'agit là, bien entendu, de vitesses de pompage effectives dans l'appareil à jet. En tenant compte par le calcul de la résistance de la canalisation, on trouve qu'à la vitesse de pompage de 13 l/sec dans l'appareil à jet correspond une vitesse de pompage de 19 l/sec en proximité de la buse d'effusion de la pompe.

La valeur optimum de la puissance de chauffage augmente avec la pression d'équilibre, et elle est la même pour les deux buses. Pour une même buse, la vitesse de pompage est plus grande à faible pression. Si, pourtant, à faible pression, la vitesse de pompage de la buse

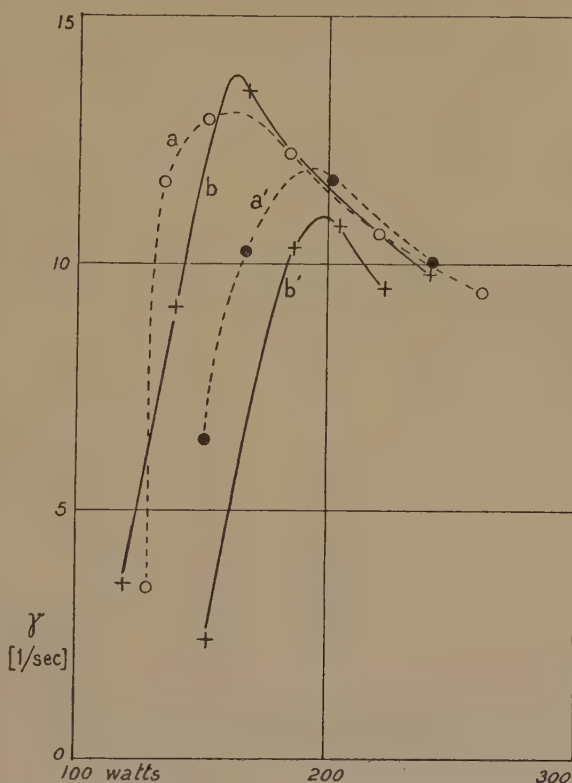


FIG. 6. — Vitesse de pompage en fonction de la puissance de chauffage.

TABLEAU I. — Mesures de vitesse de pompage.

Buse	Essai	q	Optimum	
			p	γ
		$[l \times \text{mm Hg} \times \text{sec}^{-1}]$	$[\text{mm Hg}]$	$[l \times \text{sec}^{-1}]$
Pyrex . . .	a	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$	13,1
	a'	4,72	39	12,0
Métallique .	b	1,29	9,3	13,9
	b'	4,70	43	11,1

métallique est meilleure, elle est cependant plus sensible que celle en pyrex à des variations de la puissance de chauffage ou de la pression. Aussi, en pratique, la buse en pyrex a-t-elle été adoptée.

Le vide préliminaire était durant les essais *a* et *b* amené à la pression de 4/100 mm de Hg et de 8/100 durant les deux autres (*a'* et *b'*). Le vide limite de la pompe à diffusion s'est révélé être de 10^{-6} mm de Hg.

IV. — LE DISPOSITIF OPTIQUE

Le problème à résoudre dans le présent travail était d'obtenir dans l'ultra-violet, sur une plaque photographique, une image monochromatique du jet, stigmatique, géométriquement bien résolue et fidèle en intensité. Il pourrait sembler commode de séparer les différentes radiations simplement à l'aide d'écrans en utilisant la dispersion des lentilles de quartz ; mais dans le cas présent d'excitation par choc électronique, il importait de pouvoir vérifier si des niveaux atomiques à rang élevé pouvant passer par rayonnement au niveau étudié étaient également excités ou non.

Pour cette raison j'ai utilisé un spectrographe, sur la fente duquel — comme le montre la figure 7 — un collimateur *Cj* forme l'image du jet.

Le jet doit être examiné perpendiculairement à sa direction de propagation. Il doit être parallèle à la fente du spectrographe. Ce réglage est effectué en vérifiant séparément l'orientation horizontale et verticale de l'appareil à jet et du spectrographe. Le spectrographe repose sur une table solide. Son optique est en quartz. Il est muni d'un prisme de Cornu de 35 mm de hauteur.

L'image du jet doit être géométriquement fidèle. Aussi, le prisme était-il réglé au minimum de déviation pour la longueur d'onde étudiée. Il était traversé par de la lumière parallèle. La mise en place de la fente du spectrographe dans le plan focal est faite par extrapolation à partir d'un réglage par autocollimation à la lumière verte d'un arc au mercure. La distance focale pour λ 3 076 Å est de 822 mm.

L'observation porte sur 2 cm du jet. L'image sur la fente est longue de 7 mm. La courbure de l'image du jet sur la plaque photographique, provoquée par le prisme, est à peine perceptible. L'image sur la plaque est seulement déformée du fait de l'inclinaison de la plaque suivant le plan focal spectral.

Le collimateur *Cj*, qui forme l'image du jet sur la fente du spectrographe, est une lentille achromatique en quartz-spath de 215 mm de distance focale. Ainsi, la mise en place du jet par rapport au système optique peut se faire en lumière visible. Durant un essai, on peut observer par une fenêtre de l'appareil à jet, si l'image de la fente du spectrographe se trouve dans le jet atomique.

Le pouvoir de résolution géométrique du système optique suivant la direction de propagation du jet doit être le plus grand possible.

Le jet a par rapport au système optique une certaine extension en profondeur. Ainsi, d'une part à cause de l'ouverture angulaire du collimateur, d'autre part, parce que, pour les points extrêmes observés, l'axe secondaire optique fait un certain angle avec l'horizontale, en un même point

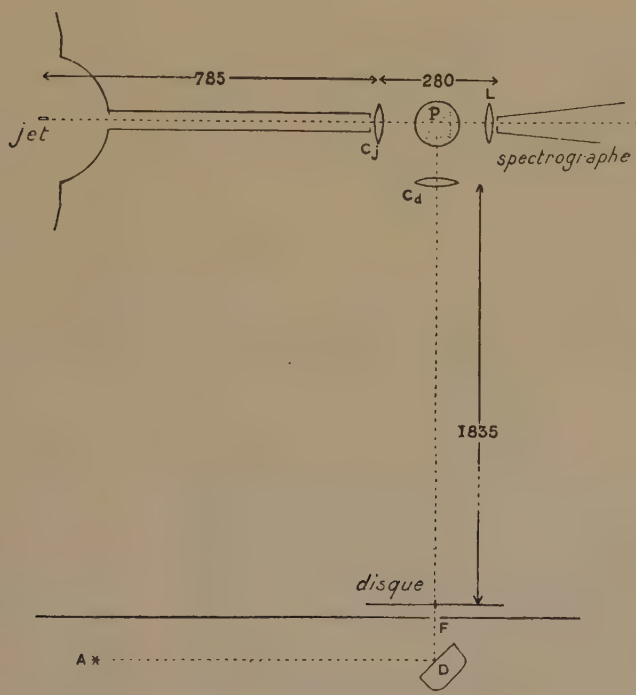


FIG. 7. — Le dispositif optique.

de l'image du jet de la lumière est réunie provenant d'un domaine du jet ayant une certaine extension Δx dans la direction de propagation du jet. La distance focale du collimateur étant donnée, il fallait, en plus, utiliser entièrement la luminosité du spectrographe. Dans ces conditions, on peut seulement diminuer Δx en éloignant le jet. Cependant, de cette manière, on rapetisse l'image, ce qui est également défavorable à sa résolution.

Sur le cliché photographique, à cause de son inclinaison suivant le plan focal spectral, l'image monochromatique de la fente large du spectrographe n'est nette que suivant une seule droite verticale, et comme il sera exposé plus tard, l'évaluation de l'image du jet n'aura lieu que suivant une bande assez étroite, ne contenant pas toujours la droite verticale de plus grande netteté.

L'étroitesse de la bande servant à l'évaluation, impose à la fente expo-

ratrice du microphotomètre utilisé une certaine largeur. D'une appréciation numérique, il résulte que, pratiquement, on ne peut résoudre sur le cliché que 0,03 mm.

En tenant compte en même temps de la limite imposée par l'extension spatiale du jet, au total, le maximum de pouvoir de résolution est atteint si l'image sur la fente de l'élément de longueur Δx dans le jet encore

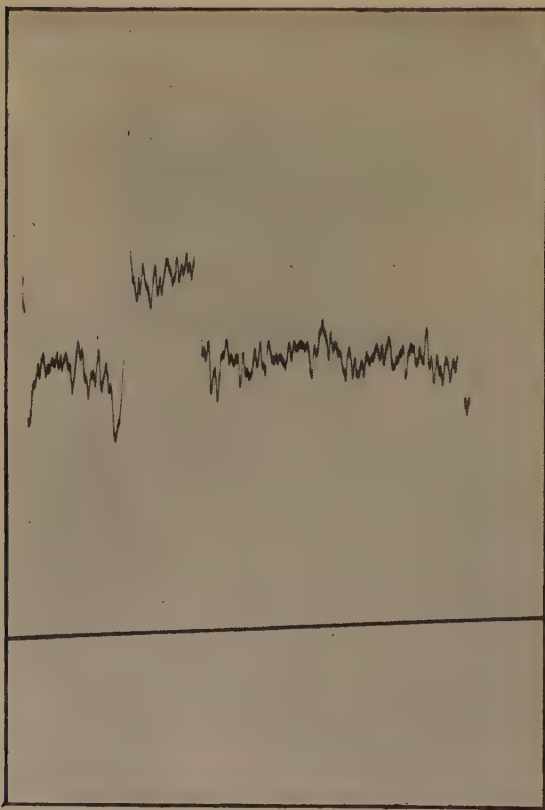


Fig. 8. — Enregistrement microphotométrique de l'uniformité de la luminosité du dispositif optique le long du jet.

résolu, est également de 0,03 mm. Avec les valeurs numériques données, on vérifie facilement que c'est le cas pour une image rapetissée trois fois. L'emplacement du collimateur devant encore satisfaire à une autre condition dont il sera question dans la suite, il a été placé à 280 mm de la fente du spectrographe et, ainsi, à 785 mm du jet. Ainsi, pour la plus petite distance encore résolue dans le jet, en direction de sa propagation, on obtient $\Delta x = 0,1$ mm.

L'image du jet sur la plaque photographique doit être fidèle non seulement géométriquement, mais aussi en intensité. Pour la lumière provenant de n'importe

quel point du jet, l'ouverture du faisceau optique et les pertes doivent être les mêmes. La quantité de lumière diffusée doit être négligeable.

La lumière du jet est diaphragmée par le prisme du spectrographe. Une partie de la lumière, ayant traversé les coins du prisme est encore retenue par l'objectif. La lumière provenant des extrémités de la fente est plus fortement diaphragmée que celle provenant du centre. Pour y remédier est placé d'abord, sur la surface du prisme par laquelle entre la lumière, un écran elliptique en papier noir, cachant les coins. En plus, près de la fente du spectrographe est placée une lentille L en quartz qui pour la

lumière de la longueur d'onde considérée, forme à l'endroit de l'écran l'image du collimateur C_j . Ainsi, la lumière provenant de chaque point de la fente recouvre le prisme et passe à travers la même surface utile. Naturellement cette lentille L doit être parfaitement homogène et propre.

D'autre part, la fenêtre en quartz d'observation de l'appareil à jet peut, par suite d'une baisse passagère du vide au cours d'un essai, se couvrir d'un film non uniforme de substance opaque. Pour que des inégalités de transparence pour différents points du jet n'en résultent pas, cette fenêtre est fixée près du collimateur au bout d'un long tube sortant de l'appareil à jet.

La fidélité en intensité du dispositif décrit a été contrôlée après chaque essai en photographiant un champ uniformément éclairé, placé à l'endroit du jet. D'essai en essai, elle était variable dans les limites de quelques pour-cent ce qui donnait lieu chaque fois à une légère correction de l'intensité observée dans le jet. La figure 8 représente l'enregistrement microphotométrique d'un tel cliché de contrôle d'uniformité optique. Elle montre que, dans les limites de la précision de la mesure, l'uniformité était parfaite. L'abaissement brusque d'une partie de la courbe (v. fig. 8) est provoqué par une lame en quartz placée devant le champ éclairé. Cette lame affaiblit l'intensité de 12 0/0 et fournit l'échelle.

L'absence de lumière diffusée a été également vérifiée expérimentalement par la photographie d'un grillage.

Le dispositif optique depuis le jet jusqu'à la plaque photographique est entièrement couvert et protégé contre la lumière provenant de l'extérieur.

Plaçant sur le plateau P (fig. 7) un prisme à réflexion totale, le spectrographe sert également à l'étalonnage de la plaque photographique, par l'impression de marques d'intensité connue. Il en sera question ultérieurement.

En résumé, le dispositif optique fournit du jet des images monochromatiques, fidèles en intensité. A part l'influence de l'inclinaison de la plaque photographique du spectrographe les images sont géométriquement fidèles. Dans la direction de la propagation du jet le dixième du millimètre est résolu.

V. — LA GRADUATION DE LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE

LE DISPOSITIF. — J'ai fait usage d'un disque tournant, permettant d'obtenir à la fois sur la plaque six marques dont les intensités sont dans des rapports connus. Dans un disque vertical en duralumin de 36 cm de diamètre, des entailles en forme d'escalier sont faites, comme l'indique la figure 9. Chacune des six marches ainsi formées a 12 mm de hauteur. Leur ouverture angulaire a été mesurée d'après la méthode de Gauss-

Poggendorff. Elle était à 0,1 0/0 près de $8^{\circ}13$, $15^{\circ}34$, $27^{\circ}59$, $42^{\circ}92$, $68^{\circ}14$, $101^{\circ}94$.

A l'aide d'une courroie, le disque est entraîné par un petit moteur synchrone M, avec une vitesse constante de 150 tours/min. Sur le disque est encore fixé un contrepoids, qui ramène le centre de gravité sur l'axe et assure ainsi une parfaite régularité de vitesse durant la rotation. Le disque tourne devant un écran muni d'une fenêtre F, large de quelques millimètres, haute de 72 mm. Cette fenêtre est placée au-dessus de l'axe du disque, juste à la hauteur de passage des six marches du disque. Le disque en tournant subdivise la fenêtre en six plages. Cette fenêtre est éclairée par un diffuseur D en carbonate de magnésium (v. fig. 7) dont la

face verticale forme un angle de 45° à la fois avec la fenêtre et avec la direction de la source de lumière A. A est un arc au mercure placé à 80 cm du diffuseur D.

L'espace entre l'arc et le diffuseur est couvert d'une boîte de protection, destinée à retenir la lumière. Le disque, l'écran et l'intérieur de la boîte sont peints en noir.

La figure 7 montre également, comment en intercalant un prisme P, à réflexion totale, non biréfringent en quartz et un collimateur C_d en quartz-fluorine, l'image

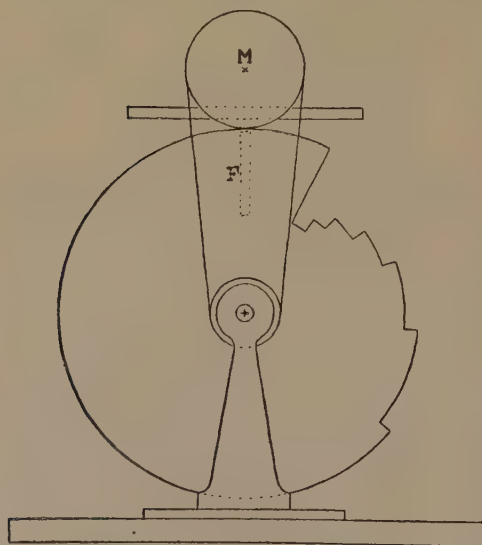


FIG. 9. — Le disque tournant.

de la fenêtre F du disque, six fois rapetissée, et projetée sur la fente du spectrographe qui servait déjà pour la photographie du jet. Comme dans le cas du jet, la lentille L, formant encore l'image du collimateur C_d à travers la fente sur le prisme du spectrographe assure l'uniformité de la luminosité du système optique pour les six plages de F.

En plus, l'uniformité de l'éclairage et l'importance de la lumière diffusée ont été contrôlées expérimentalement en faisant des poses photographiques, tandis que le disque est immobilisé, la fenêtre F étant, soit partiellement obturée par les dents du disque, soit complètement dégagée. L'intensité de la lumière provenant des plages voisines éclairées et diffusée sur les plages obturées s'avère de quelques pour mille, c'est-à-dire négligeable. Elle avait été de quelques pour-cent dans un dispositif primitivement essayé, et par conséquent abandonné, qui utilisait le collimateur C_j

(v. fig. 7) également pour le disque et qui, pour obtenir le rapetissement nécessaire de F comportait encore une lentille supplémentaire.

Sous la forme définitivement adoptée, l'uniformité de l'éclairage se révèle souvent parfaite, mais varie d'essai en essai dans les limites de quelques pour-cent. L'écart peut être dû au manque d'uniformité de la surface du diffuseur D. De temps en temps cette surface a dû être renouvelée en la frottant sur une feuille de papier de sable fin. L'écart peut également provenir d'une malpropreté de surface ou d'une non-homogénéité intérieure du prisme à réflexion totale ou de la lentille L en quartz naturel. Cette lentille avait, en effet, des endroits moins transparents, et il fallait toujours la fixer dans une position convenable. L'uniformité du dispositif est vérifiée lors de chaque emploi du disque. L'écart trouvé est ajouté comme correction aux valeurs d'intensité valables en cas d'uniformité parfaite.

En somme, nous obtenons sur la plaque photographique du spectrographe un spectre du mercure, dont chaque raie est subdivisée en six tronçons, périodiquement éclairés avec une intensité uniforme à une correction près, mais pendant des durées différentes pour les différents tronçons, et proportionnelles à l'ouverture angulaire du segment correspondant du disque.

LA LOI DE TALBOT. — La confiance en la valeur mesurée de durée de vie repose essentiellement sur la certitude de l'étalonnage de la plaque. L'emploi du disque suppose la validité de la loi de Talbot pour la plaque photographique. Jusqu'à présent, les conditions de validité de cette loi n'ont pas encore été entièrement précisées.

On admet, en général, sa validité à partir d'un certain nombre de tours par minute du disque. D'après Webb ⁽¹⁾ le nombre de tours critique est en fonction de l'intensité de l'éclairement. Webb mesure en fonction du nombre de tours du disque la variation du produit intensité $\times$ temps provoquant toujours la même densité photographique de 1. Le produit intensité $\times$ temps augmentant d'abord avec la cadence, atteint finalement une certaine valeur constante qui est égale au produit intensité $\times$ temps nécessaire en lumière continue. Pour une intensité d'éclairement donnée, la cadence critique est celle à laquelle à chaque période d'éclairement seulement un quantum de lumière tombe sur une surface de la plaque photographique de l'ordre de la section d'un grain développé.

Il semble possible d'expliquer ce comportement et, ainsi, de justifier théoriquement la validité de la loi de Talbot à partir d'une certaine cadence. L'éclairement de la plaque photographique que fournit le disque diffère de l'éclairement en lumière continue en deux points ayant des effets opposés sur la densité photographique provoquée. D'une part, par rapport

(1) I. H. WEBB. *Journ. Opt. Soc. Amer.*, **23** (1933), 157 et 316.

à une source continue, l'intensité est augmentée et la durée totale d'éclairement que l'on obtient en ajoutant les durées d'un éclairage isolé est réduite.

Ainsi, d'après la loi de Schwarzschild pour un produit intensité $\times$ temps donné, le disque devrait fournir une intensité photographique plus grande qu'une source continue. D'autre part, l'éclairage fourni par le disque est intermittent. Pour un produit intensité $\times$ temps donné, un éclairage intermittent provoque une densité photographique moins grande. Cet effet est d'autant plus marqué que l'intensité est faible et que le rapport des durées obscurité/éclairage et la cadence sont plus élevés.

La loi de Talbot pour le disque est remplie si les deux effets se compensent. Cependant, au cas d'une grande intensité, ou d'un rapport obscurité/éclairage ou d'une cadence trop faibles, l'effet Schwarzschild prédomine et on obtient des densités photographiques trop élevées.

On sait de quelle manière la théorie tient actuellement compte du fait que le rendement photographique ne dépend pas seulement du nombre total de quanta, mais aussi de la cadence à laquelle ils sont absorbés ⁽²⁾. Ainsi, l'effet Schwarzschild et l'effet d'intermittence peuvent être expliqués, tout au moins qualitativement.

La compensation complète des deux effets, au cas où le disque ne laisse passer par période et par grain photographique qu'un quantum ou moins, peut être interprétée comme due au fait qu'à partir de ladite cadence les conditions d'éclairage deviennent égales à celles existant en lumière continue de même intensité moyenne.

VÉRIFICATION. — J'ai pu comparer mon propre dispositif utilisant le disque tournant avec un autre de M. D. Chalonge ⁽¹⁾ réalisant de vrais rapports d'intensité. Dans ce dispositif, un diffuseur de carbonate de magnésium, éclairé à l'aide d'une lampe à vapeur de mercure, est placé devant un spectrographe. Après vérification de l'uniformité d'éclairement de la lentille collimatrice, on place sur celle-ci des diaphragmes rectangulaires de surface connue. Il faut assurer la stabilité de la lampe à mercure.

La comparaison est faite en lumière de longueur d'onde λ 3 126/32 Å qui est voisine de celle de λ 3 076 Å de la raie étudiée du zinc.

Sur le même cliché, et le plus près possible les unes des autres, quatre séries de marques d'intensité ont été imprimées, dont deux à l'aide des diaphragmes. Les deux autres que je désignerai par a et b , sont faites à l'aide du disque. Ainsi quatre clichés ont été faits, tous sur plaque Superfulgur de Guillemot. La durée de pose est toujours de 5 minutes.

⁽¹⁾ D. BARBIER, D. CHALONGE, D. CAVASSILAS et G. DÉJARDIN. *Rev. d'Opt.*, **18** (1939), 142.

⁽²⁾ Voir, par exemple, la mise au point de M^{me} A. VASSY, *J. Phys.* et le *R.*, **2** (1941), 126.

La densité photographique des marques d'intensité ainsi obtenues s'échelonne entre 0,25 et 1,4. Les quatre clichés sont différemment développés comme suit :

Cliché n°	Révélateur	Concentration	Développement	
			Durée (min)	Température (°C)
I	Lumixol de Lumière	1 : 20	5'	20°
II	Laboratoire	1 : 1	3'	19°
III	{ Rodinal de Agfa	1 : 20	5'	20°
IV				

Le révélateur « Laboratoire » est à base d'hydroquinone.

Numérotons de 1 à 6, par ordre de grandeur croissante les marques d'intensité fournies par le disque de même que les ouvertures angulaires correspondantes. Soit $R'_{n,m}$ le rapport des ouvertures angulaires du disque portant les numéros n et m . Soit $R_{n,m} = I_n/I_m$ le rapport des intensités vraies qui à la place du disque auraient également provoqué une densité photographique comme les plages n et m . $R_{n,m}$ se déduit de la courbe moyenne de graduation de la plaque telle qu'elle résulte de deux séries d'étalonnages, au moyen des diaphragmes.

Le tableau II montre les valeurs obtenues de $100 \cdot \frac{R'_{n+1,n} - R_{n+1,n}}{R_{n+1,n}}$ c'est-à-dire de l'écart relatif en pour-cent pour tous les couples de plages voisines ($n+1, n$).

Sur chacun des quatre clichés I à IV, il y a deux séries a et b de six marques. A l'intérieur de chaque série cinq comparaisons entre plages voisines sont possibles.

TABLEAU II. — Loi de Talbot pour la plaque photographique.

Plages comparées ($n, n+1$)	$R'_{n+1,n}$	Cliché I — série		Cliché II — série		Cliché III — série		Cliché IV — série		Valeur moyenne
		a	b	a	b	a	b	a	b	
(1,2)	1,86	-1,6	0	+1,2	0	0	0	-1,8	+1,2	-0,1
(2,3)	1,80	-0,2	0	-0,2	0	+0,9	0	+1,4	-1,6	0
(3,4)	1,52	-1,9	-0,5	+1,2	+0,5	+1,4	-0,7	-0,7	+1,7	+0,1
(4,5)	1,60	-0,7	+2,3	-0,2	+0,7	-1,2	+1,9	+0,7	-1,2	+0,3
(5,6)	1,49	+2,5	+2,9	-0,3	+0,6	-1,0	-0,3	-2,4	+1,3	+0,4
(1,6)	12,6	-1,9	+4,7	+1,7	+1,8	+0,1	+0,9	-2,8	+1,2	+0,7

La dernière colonne du tableau indique la valeur moyenne de tous les écarts relatifs inscrits sur une même ligne. De ligne en ligne, l'intensité lumineuse absolue, à laquelle la comparaison est faite, augmente. On obtient l'écart relatif entre des plages non voisines par addition des écarts entre plages voisines ; on obtient le rapport correspondant d'intensité par multiplication successive. La dernière ligne indique l'écart en utilisant la première et la dernière plage ayant le rapport d'intensités $R'_{4,6} = 12,6$.

Une mesure de durée de vie dans le jet consiste essentiellement en une mesure relative d'un rapport d'intensités de l'ordre de $R_{n,n+1}$. Quelle que soit l'intensité absolue, on déduit du tableau II qu'une telle mesure isolée n'est jamais affectée d'une erreur supérieure à 2 à 3 o/o. Quelques unités pour cent est la limite de précision de la méthode photométrique-photographique ⁽¹⁾. A part la série 1, *b* dont j'attribue les écarts à un défaut de la plaque, l'erreur reste dans ces limites même pour tous les rapports d'intensité allant jusqu'à la valeur 12,6. Cependant, en ce qui concerne la validité de la loi de Talbot pour la plaque photographique, d'après la colonne des valeurs moyennes, un écart systématique semble exister, le disque provoquant des densités photographiques trop grandes, et cela de plus en plus, au fur et à mesure que l'intensité absolue augmente. Le sens de cet écart concorde avec l'observation mentionnée de Webb. Mais l'écart est si faible qu'il reste sans influence sur les mesures de durée de vie. En pratique, il est, pour conclure, permis d'employer un disque. Le disque a l'avantage de fournir toutes les marques d'intensité en une seule pose. Il m'a paru utile de vérifier à nouveau son aptitude comme procédé d'étalonnage d'autant plus que son emploi serait particulièrement commode dans l'ultra-violet encore plus lointain, là où l'absorption du quartz commence.

PLAQUE. RÉVÉLATEUR. — J'ai adopté la plaque « Superfulgur » de Guilleminot. Malgré les écarts relativement grands de la colonne 1, *b* du tableau II, d'autres mesures ont encore permis de choisir comme révélateur le plus approprié le « Lumixol » de Lumière. Avec une grande sensibilité de seuil et une graduation à pente raide (γ grand), avec un effet Eberhard relativement faible, ce révélateur a surtout l'avantage de donner des clichés uniformes jusqu'au bord.

VI. — LA COURBE THÉORIQUE DE DÉCROISSANCE DE LA LUMINOSITÉ DANS LE JET

Il s'agit de calculer en fonction de la durée de vie moyenne la décroissance de la luminosité dans le jet à partir du domaine d'excitation. La précision expérimentale de chaque mesure isolée est égale à 3/100 de l'in-

(1) J. Roig. *Thèse Paris*, 1937, p. 36.

tensité maximum. L'approximation mathématique doit être au moins égale à la précision des moyennes ($\approx 10\%$).

Le dispositif expérimental est représenté schématiquement par la figure 10, dans un système de coordonnées (x, y) . L'axe des x est vertical. C'est l'axe de symétrie du jet, et il coïncide avec sa direction de propagation. Le jet est défini par la source d'atomes et le diaphragme, constitués par deux fentes horizontales, parallèles à Oy , de même longueur $2M$ et distantes de h . L'origine du système de coordonnées est située au milieu de la fente inférieure. Au-dessus de la fente du diaphragme, dans un domaine d'une faible hauteur, le jet est excité. Des électrons le traversent perpendiculairement au plan de la figure. L'excitation est uniforme pour différentes valeurs de y . Le jet est observé latéralement dans le plan de la figure.

Nous déterminerons d'abord pour les atomes ayant une vitesse donnée le pourcentage excité. Ensuite, nous déterminerons pour cette vitesse donnée la densité des atomes non excités. Après intégration suivant toutes les vitesses et suivant l'axe optique qui perce le jet, le produit de la densité d'atomes par le pourcentage excité est proportionnel à l'intensité lumineuse observée.

Nous observerons à un instant et à un endroit donnés dans le jet les atomes qui s'y trouvent, et nous les suivrons. Soit β le pourcentage de ces atomes qui est en état d'excitation. La variation de β avec le temps, $\frac{d\beta}{dt}$ est déterminée par deux facteurs. D'une part β augmente par suite de nouvelles excitations. L'excitation étant uniforme en y et stationnaire dans le temps, le pourcentage d'atomes excités par seconde en un point (x, y) est une fonction $f(x)$, qui soit appelée force d'excitation. D'autre part, β diminue par transition des atomes excités à l'état inférieur avec émission de lumière. La transition est spontanée. La

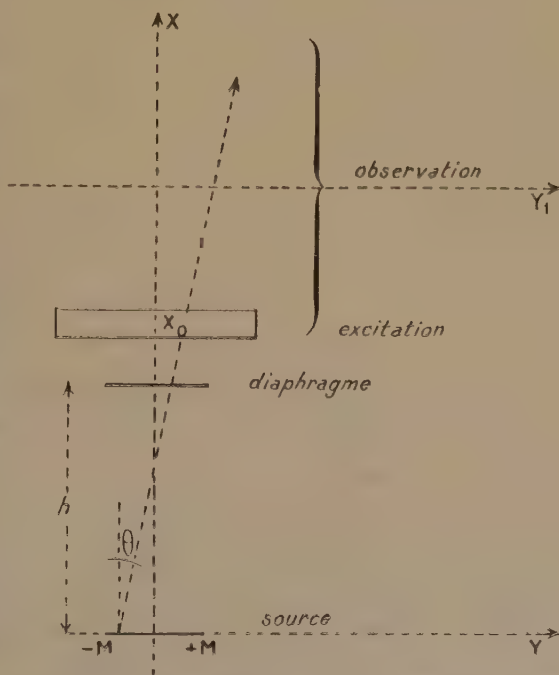


FIG. 10. — Schéma du jet pour le calcul (sur cette figure, lire β au lieu de Θ).

durée de vie moyenne τ est l'inverse de la probabilité de transition spontanée A .

$$\tau = \frac{1}{A}.$$

En l'absence d'excitation on a :

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{\beta}{\tau}$$

$$\beta = \beta_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

En présence d'excitation on a, par contre :

$$\frac{d\beta}{dt} = f(x) - \frac{\beta}{\tau}. \quad (1)$$

Considérons maintenant les atomes dont la vitesse a suivant Ox une composante égale à u . Nous pouvons négliger la variation de u due à l'impulsion transmise par l'électron exciteur à l'atome. Soit β_u le pourcentage d'atomes excités de cette catégorie de vitesse. L'équation (1) prend alors la forme :

$$\frac{d\beta_u}{dt} = f(x) - \frac{\beta_u}{\tau} = \frac{d\beta_u}{dx} \cdot u. \quad (1')$$

La solution de cette équation est :

$$\beta_u(x) = \frac{1}{u} \int_0^x f(x_0) e^{-\frac{x-x_0}{u\tau}} dx_0. \quad (2)$$

Le pourcentage $\beta'_u(x)$ d'atomes excités provenant d'un domaine d'excitation Δx_0 infiniment petit, situé à l'endroit $x_0 < x$ est :

$$\beta'_u(x-x_0) = f(x_0) \Delta x_0 \frac{1}{u} e^{-\frac{x-x_0}{u\tau}}. \quad (2')$$

Déterminons maintenant la densité d'atomes non excités dont la vitesse suivant Ox est comprise entre u et $u + du$.

Dans la source d'atomes le nombre $\rho'_c dc$ d'atomes de vitesse totale c est :

$$\rho'_c dc = \frac{\rho'}{\pi^{3/2} \alpha^3} c^2 e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}} dc$$

ρ' est la densité d'atomes.

$\alpha = \sqrt{2kT/m}$ est la vitesse la plus probable.

La fente de sortie de la source d'atomes a la largeur ε . ε est très petit par rapport aux valeurs de x considérées. Nous supposons que l'écoulement à travers la fente est moléculaire. Dans l'angle solide $d\omega$ et dans la direction du plan de la figure qui fait un angle $\mathfrak{S}$ avec la verticale Ox , le nombre d'atomes de vitesse c , s'échappant par seconde d'un élément εdy de la fente est :

$$c \rho'_c dc \cdot \varepsilon dy \cos \mathfrak{S} \cdot d\omega.$$

On obtient la densité $\rho_c dc$ provoquée par ces atomes à la distance r de l'élément considéré de la fente, en divisant par $cr^2 d\omega$. Ainsi, avec $x = r \cos \vartheta$ et $u = c \cos \vartheta$, la densité $\rho_u(x, \vartheta) du$ des mêmes atomes à la composante u suivant Ox de la vitesse devient :

$$\rho_u(x, \vartheta) du = \frac{\rho'_\varepsilon dy}{\pi^{3/2}} \cdot \frac{1}{x^2} \cdot \frac{u^2 du}{\alpha^3} \cdot e^{-\frac{u^2}{\alpha^2} (1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta)}.$$

Supposons qu'un observateur regarde le jet sous un angle solide très petit et suivant la droite $x = \text{const}$; y_1 . On obtient le nombre $N_u(x) du$ d'atomes de vitesse u qui, proportionnellement à leur degré d'excitation, contribuent à la luminosité $I(x)$ du point x , par intégration de la densité $\rho_u(x, \vartheta) du$ suivant la fente du creuset et suivant l'axe optique $x = \text{const}$; y_1 . On obtient, en substituant $dy_1 = x d \operatorname{tg} \vartheta$:

$$N(x) du = \frac{\rho'_\varepsilon}{\pi^{3/2}} \frac{1}{x} \frac{u^2 du}{\alpha^3} \int_{-M}^{+M} dy \int_{-\frac{M+y}{h}}^{+\frac{M-y}{h}} e^{-\frac{u^2}{\alpha^2} (1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta)} d \operatorname{tg} \vartheta. \quad (3)$$

La luminosité $I(x)$ dans le cas spécial d'un domaine d'excitation d'extension Δx_0 infiniment petit, situé à l'endroit x_0 devient avec (2') et (3) après intégration pour toutes les vitesses :

$$I(x - x_0) = \int_0^\infty \beta'_u(x - x_0) N_u du. \quad (4)$$

Dans le cas d'un domaine d'excitation fini $x'_0 < x_0 < x''_0$ on obtient avec (2), (2') et (4) :

$$I'(x) = \int_{x'_0}^{x''_0} f(x_0) I(x - x_0) dx_0. \quad (5)$$

Il s'agit de trouver les valeurs numériques de (4) et (5).

Nous y parviendrons en simplifiant ces expressions. En même temps, l'erreur ainsi commise sera appréciée.

Soit d'abord N_u remplacé par le terme approché N'_u que l'on obtient en remplaçant dans (3) la variable $\operatorname{tg} \vartheta$ par une valeur moyenne fixe $\operatorname{tg} \vartheta'$. Dans ce cas, on peut immédiatement intégrer (3) et on obtient :

$$N'_u(x) du = \frac{\rho'_\varepsilon}{\pi^{3/2}} \left(\frac{2M}{h} \right)^2 \frac{h}{x} \frac{u^2 du}{\alpha^3} e^{-\frac{u^2}{\alpha^2} (1 + \operatorname{tg}^2 \vartheta')}. \quad (3')$$

J'indiquerai brièvement la méthode employée pour apprécier l'influence sur I de la substitution de N'_u à N_u .

Il faut développer d'une part N_u par rapport à $\operatorname{tg} \vartheta$ et intégrer. On obtient :

$$I(x) = \frac{\rho'_\varepsilon}{\pi^{3/2}} \left(\frac{2M}{h} \right)^2 \frac{h}{x} \int_0^\infty du \cdot u \cdot e^{-\left(u^2 + \frac{x - x_0}{\alpha^2} \cdot \frac{1}{u} \right)} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n+1)! (2n+1)} u^{2n} \left(\frac{2M}{h} \right)^{2n}.$$

D'autre part, on peut développer N'_u par rapport à $\text{tg } \mathcal{S}'$. On obtient :

$$I'(x) = \frac{\rho' \varepsilon}{\pi^{3/2}} \left(\frac{2M}{h} \right)^2 \frac{h}{x} \int_0^\infty du \cdot u \cdot e^{-\left(u^2 + \frac{x-x_0}{\alpha\tau} \frac{1}{u}\right)} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} u^{2n} (\text{tg } \mathcal{S}')^{2n}.$$

En comparant les séries que fournissent ces deux développements, on constate, pour qu'elles coïncident jusqu'au terme du deuxième ordre en $\frac{2M}{h}$ qu'il faut poser :

$$\text{tg } \mathcal{S}' = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{2M}{h},$$

$\frac{2M}{h}$ est la valeur maximum de $\text{tg } \mathcal{S}$ et l'ouverture angulaire du jet. Sa plus grande valeur utilisée dans les présents essais était de $\frac{2M}{h} = \frac{1}{3,5}$.

Ensuite, en introduisant la valeur adoptée pour $\text{tg } \mathcal{S}'$ dans N'_u , on établit facilement l'inégalité :

$$\begin{aligned} 0 &< \int_0^\infty \beta'_u (N_u - N'_u) du = I(x) - I'(x) \\ &< I'(x_0) \left(1 + \frac{1}{6} \left(\frac{2M}{h} \right)^2 \right) \left(\frac{1}{15} - \frac{1}{36} \right) \left(\frac{2M}{h} \right)^4 \\ &= 2,6 \cdot 10^{-4} \cdot I'(x_0) \quad \text{pour} \quad \frac{2M}{h} = \frac{1}{3,5}. \end{aligned}$$

C'est-à-dire que les deux expressions I et I' diffèrent entre elles de moins de 0,26 o/oo de l'intensité maximum.

Donc l'intensité lumineuse est sensiblement égale à celle qui existerait dans un jet d'ouverture angulaire infiniment petite formant avec la verticale Ox un angle $\mathcal{S}' = \text{arc tg } \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{2M}{h}$.

Ainsi l'intégrale (4), c'est-à-dire l'intensité $I(x)$ d'un jet excité au seul point x_0 prend la forme :

$$\begin{aligned} I(x - x_0) &= C \cdot \frac{1}{x} \int_0^\infty u e^{-\left(u^2 + a \frac{x-x_0}{u}\right)} du \quad (4') \\ C &= \frac{f(x_0) \Delta x_0 \rho' \varepsilon h (2M/h)^2}{\pi^{3/2} \alpha \left[1 + \frac{1}{6} (2M/h)^2 \right]} \\ a &= \frac{1}{\alpha\tau} \sqrt{1 + \frac{1}{6} \left(\frac{2M}{h} \right)^2} \approx \frac{1}{\alpha\tau}. \end{aligned}$$

Dans le cas présent, il est même permis de négliger complètement l'influence de l'ouverture angulaire du jet en posant $\sqrt{1 + \frac{1}{6} \left(\frac{2M}{h} \right)^2} = 1$. Cela entraîne une erreur de moins 1 o/o sur la durée de vie τ , puisque, avec $2M/h = 1/3,5$, on a $\sqrt{1 + \frac{1}{6} \left(\frac{2M}{h} \right)^2} = 1,007$.

En ce qui concerne l'expression (4'), dans un domaine de x qui sera

précisé plus tard, elle diffère si peu de l'expression (5) qui tient compte de l'extension finie du domaine d'excitation que finalement c'est elle (4') qui sera employée à la comparaison avec l'expérience.

C'est pourquoi nous allons la regarder de plus près. Pour le choix des conditions géométriques du dispositif expérimental, il importe que l'intensité lumineuse soit proportionnelle au carré de l'ouverture angulaire du jet. L'intensité est limitée par la valeur maximum que $\rho'.\varepsilon$ ne doit pas dépasser.

Cette valeur maximum est atteinte, quand le libre parcours des atomes dans le creuset est de l'ordre de la largeur ε de la fente. Au delà de cette limite l'écoulement à travers la fente n'est plus moléculaire. Il y aurait dans ces conditions encore des chocs entre atomes, en dehors de la fente. Knauer et Stern (1) ont montré qu'à partir de ce moment, l'intensité lumineuse n'augmente plus, tandis que le jet perd de sa netteté. En même temps la formule (4'), en particulier le facteur $\frac{1}{x}$ devant l'intégrale, perdent leur validité.

Ce facteur exprime l'influence de la variation avec x de la densité atomique dans le jet. L'intégrale seule exprime dans un jet à densité constante la décroissance de la luminosité exclusivement en fonction de la raréfaction progressive des atomes encore excités. Cette intégrale doit être évaluée graphiquement. Le tableau III indique quelques valeurs de cette intégrale normée :

$$xI(x)/x_0I(x_0) = \frac{2}{x^2} \int_0^x u e^{-\left(\frac{u^2}{x^2} + \frac{x-x_0}{u\tau}\right)} du.$$

A l'aide de ces valeurs sont tracées les courbes théoriques des figures 15 et 17, pages 38 et 44.

TABLEAU III

$\frac{x-x_0}{\tau}$	0	0,1	0,2	0,5	1	1,5	2	3	4
xI/x_0I_0 . . .	1	0,843	0,741	0,509	0,293	0,183	0,119	0,051	0,026
$\frac{x-x_0}{\alpha\tau}$. . .	1	0,905	0,819	0,607	0,368	0,223	0,135	0,050	0,018
$\log I - \log I_0^*$. .	0,036	0,023	0,022	0,025	0,017	0,025	0,015	0,01	0,00

Pour permettre la comparaison, le tableau indique également les valeurs de la fonction $e^{-\frac{x-x_0}{\alpha\tau}}$ qui, parfois, a été employée comme approxima-

(1) F. KNAUER et O. STERN, *Zeitschr. f. Physik*, **39** (1926), 775.

tion. Les atomes excités émettent leur rayonnement d'autant plus près du point d'excitation x_0 qu'ils sont plus lents. De ce fait, en s'éloignant de x_0 , la vitesse moyenne des atomes excités survivants augmente constamment. Ainsi la fonction $xI(x)/x_0I(x_0)$ décroît d'abord plus rapidement que

$e^{-\frac{x-x_0}{\alpha\tau}}$, puis de moins en moins rapidement.

Les deux fonctions comparées ont la même dérivée près du point $x - x_0 = \alpha\tau$. Près de $x - x_0 = 3\alpha\tau$, il y a intersection.

Il reste encore à apprécier l'influence de la valeur finie $(x' - x'')$ du domaine d'excitation dont I' (formule (5)) tient compte.

L'influence sur l'intensité observable de diverses petites imperfections du système d'observation comme, par exemple, l'inclinaison de l'axe optique secondaire pour les valeurs extrêmes de x , l'ouverture angulaire du faisceau optique, le pouvoir de résolution, aussi bien du système optique que du microphotomètre, est également représentée par des intégrales de la forme (5), à étendre sur des domaines de variation de x de l'ordre de 1/10 mm. Le domaine d'excitation $(x' - x'')$ est inférieur à 0,5 mm. A l'intérieur de ce domaine, le comportement de la fonction $f(x_0)$ est mal connu.

J'ai déterminé par intégration graphique à partir de la courbe $I(x - x_0)$ de la forme (4) une courbe $I_1(x - x_0'')$ de la forme (5) avec les conditions extrêmes suivantes :

Dans l'intervalle $x_0' < x_0 < x_0''$, $f(x_0) = \text{const.}$ et nul partout ailleurs ;

$$\frac{x_0' - x_0''}{\alpha\tau} = 0,08$$

(ce qui correspond à un intervalle $(x' - x'') \approx 1$ mm). Le tableau III contient également les valeurs de $\log I - \log I_1$, ainsi obtenues ($I_1(x'') = I_{1\text{max}}$). On voit que près du maximum I_1 décroît moins rapidement que I . Mais dans le domaine $0,1 \leq \frac{x - x_0''}{\alpha\tau} \leq 1,5$, à l'intérieur duquel l'intensité décroît de 85 0/0 à 18 0/0 de l'intensité maximum, l'écart relatif $\delta I/I$ varie à peine de 1 0/0.

Je conclus : La courbe :

$$I(x - x_0) = C \cdot \frac{1}{x} \int_0^x \frac{1}{u} e^{-\left(\frac{u^2}{\alpha^2} + \frac{x - x_0}{u\tau}\right)} du$$

peut être utilisée à la comparaison avec l'expérience sur toute la longueur observée, allant jusqu'à 2 cm à l'exclusion du premier millimètre.

En considérant comme infiniment petites l'ouverture angulaire du jet et l'étendue Δx_0 du domaine d'excitation, on commet des erreurs relatives $\delta I/I$ inférieures à 1 0/0 et, d'ailleurs, de signes contraires.

L'intégrale :

$$\int_0^\infty \frac{1}{u} e^{-\left(\frac{u^2}{\alpha^2} + \frac{x - x_0}{u\tau}\right)} du$$

seule comme expression pour l'intensité lumineuse a déjà été donnée par Kœnig et Ellett ⁽¹⁾ et par Soleillet ⁽²⁾. Ici, les valeurs numériques de cette fonction sont communiquées. De plus, étant donné les besoins particuliers du présent travail, il est tenu compte de la variation de la densité dans le jet. La précision de l'expression mathématique obtenue est appréciée.

VII. — MARCHE D'UN ESSAI

Au commencement d'un essai, la cathode du canon électronique est activée comme il a été décrit à la page 9. L'activation s'altérant à l'air en quelques minutes, l'électrode doit être préparée et remise en place rapidement sur l'appareil à jet, qui est vidé aussitôt. La pompe à diphtalate de butyle dont les vapeurs gâtent également la cathode n'est amorcée qu'après le remplissage des pièges à air liquide. Ayant atteint un bon vide, les différents circuits du canon électronique et de chauffage du creuset sont progressivement fermés.

A peu près 20 minutes plus tard, la cathode est formée et le creuset a atteint sa température d'équilibre. La fente du diaphragme du jet est mise en place. On aperçoit aussitôt le jet. La partie commune au jet et au faisceau d'électrons apparaît lumineuse et nette, sous la forme d'un tra-pèze de faible hauteur allongé en direction de l'observation. En fin de parcours, le jet forme un dépôt de condensation. Ce dernier est également net. Il a la forme de la section horizontale du jet et un aspect grisâtre.

A l'aide de la partie visible du jet, son emplacement par rapport au système optique est vérifié et modifié au besoin, en déplaçant l'appareil à jet. Avant d'avoir commencé l'essai, lors du montage de l'appareil, on avait déjà pris soin de le mettre au mieux en place. De plus le creuset avait été centré en ayant soin de rendre sa fente parallèle à la direction d'observation.

Pour l'ajustage définitif, on place une source lumineuse à l'emplacement du châssis photographique du spectrographe. L'image de sa fente, rendue lumineuse, doit être visible au milieu du jet.

Il faut régler ensuite le potentiel électronique pour n'exciter que la raie de résonance $\lambda 3076 \text{ \AA}$ ($4^1S_0 - 4^3P_1$).

La couleur du jet sert de repère. Le tableau IV indique les raies successivement excitées, qui nous intéressent ici, soit parce qu'elles sont visibles, soit parce qu'elles se combinent avec le niveau 4^3P_1 . P_{exc} est le potentiel d'excitation, P_{max} celui pour lequel, d'après les mesures de K. Larché ⁽³⁾, la probabilité d'excitation a son maximum.

(1) H. D. KOENIG et A. ELLETT. *Phys. Rev.*, **39** (1932), 576.

(2) P. SOLEILLET. *La polarisation des radiations de résonance* (Paris, 1939), 50.

(3) K. LARCHÉ. *Zeitschr. f. Physik*, **67** (1931), 449.

TABLEAU IV

λ [$\text{\AA}$]	Termes	P_{exc}	P_{max}
3 076	$4^1S_0 - 4^3P_1$	4,0	4,9
4 680	$4^3P_{0,1,2} - 5^3S_1$	6,6	8,4
4 722			
4 811	$4^1P_1 - 4^1D_2$	7,7	12,5
6 362	$4^3P_{0,1,2} - 4^3D_{1,2,3}$	7,7	12
3 283			
3 303	$4^3P_1 - {}^3D'_3$	17,2	90
3 345			
5 894			

Quand on augmente le potentiel, à 6,6 volts le potentiel d'excitation du triplet $4^3P_{0,1,2} - 5^3S_1$ est atteint. Alors le jet s'allume en prenant une couleur bleue. A 7,7 volts, avec l'apparition de la raie λ 6 362 $\text{\AA}$, il devient brusquement rouge. A partir d'une vingtaine de volts, sa couleur est déterminée par la raie jaune λ 5 894 $\text{\AA}$ de Zn II ⁽¹⁾. Le potentiel d'excitation de la raie étudiée λ 3 076 $\text{\AA}$ est de 4 volts. Sa fonction d'excitation a un maximum aigu à 4,9 volts. La première raie visible est aussi la première raie qui se combine avec le niveau supérieur de λ 3 076 $\text{\AA}$. Pour éviter l'excitation secondaire de cette raie, il faut donc rester en dessous de ce potentiel et faire l'essai avec un jet complètement invisible.

En réalité, le potentiel électrique, modifié par la charge spatiale des électrons, n'a pas une valeur constante partout à l'intérieur du jet. Si par exemple, l'émission de la cathode n'est pas uniforme, le potentiel dans le jet varie suivant l'axe optique. Ainsi, il est arrivé parfois que seulement une moitié du jet était éteinte. Mais, dans un tel cas l'essai a été interrompu et recommencé avec une cathode plus uniforme. Etant donné la marge admise, le potentiel de chauffage de la cathode (3 volts) ne gênait pas.

A cause de la charge spatiale, même avec une cathode parfaite, le potentiel varie suivant la direction de propagation des électrons. Il a un minimum dans l'espace entre les électrodes. Le potentiel des électrodes a été choisi de façon que ce minimum se place dans le jet. Quoique le jet se trouvât au milieu, l'anode et le diaphragme d'électrons n'étaient pas au même potentiel, probablement parce que des ions alcalino-terreux, provenant de la cathode, et dont on constata la présence dans le spectre, créaient une asymétrie de charge.

La pose dont la durée varie entre 30 minutes et 3 heures a lieu dans

⁽¹⁾ Les ions, ne poursuivant pas leur chemin dans le jet, sont accumulés au minimum de potentiel, décrivant des cercles autour des lignes de force magnétiques.

l'obscurité complète. Avant de la commencer, on donne en général à la fente du spectrographe une ouverture plus grande que la largeur de l'image du jet, de façon que celui-ci apparaisse sur la plaque photographique dans toute son extension (V. la planche fig. 18, les trois clichés pris du jet).

Toutes les heures, la fente du diaphragme d'atomes qui commence à se former est changée. Toutes les 10 minutes, le niveau de l'air liquide dans les pièges, l'aspect du jet, les indications des instruments de mesure sont vérifiées. Elles varient d'ailleurs très peu. Comme exemple, j'indique ci-dessous les conditions moyennes de l'essai 2 du tableau V, page 39, qui sur le cliché, en l'absence d'autres raies, avait fourni une image de la raie étudiée, bien uniforme et de densité photographique maximum de 1,006.

CREUSET. — Chauffage : 6,8 volts 5,8 amp.

Température : 435° C.

CANON ÉLECTRONIQUE. — Electroaimants : 1 amp/1 amp.

Cathode : chauffage 3 volts 2,8 amp.

Diaphragme d'électrons : 85 volts 68 milliamp.

Anode : 23 volts 3,5 milliamp.

Le jet est invisible. Durée de pose : 1 heure.

L'essai terminé, la fente du diaphragme d'atomes est fermée. Ensuite, on photographie sur la plaque au-dessus et en dessous du spectre du jet, avec la même durée de pose que pour le jet, les marques d'intensité connue (planche fig. 18, cliché n° 3). Avant de développer, on laisse s'écouler un temps assez long par rapport à l'écart des différentes poses.

En attendant, les opérations supplémentaires suivantes sont encore à faire.

1° Vérification de l'uniformité du système optique aussi bien pour le jet que pour le dispositif de graduation (Elle est effectuée par photographie d'un champ uniformément éclairé, comme il est exposé antérieurement).

2° Photographie d'une échelle millimétrique éclairée, placée à l'endroit du jet.

3° Pesage du dépôt de condensation formé par le jet à la fin de son parcours, en vue de la détermination de la densité atomique dans le jet.

La plaque photographique est développée en cuve horizontale balancée à l'obscurité complète, pendant un temps qui dépend de la température. Fixée et lavée, elle est séchée rapidement à l'aide d'un ventilateur.

VIII. — L'ÉVALUATION

On utilise pour l'évaluation des clichés le microphotomètre de Chalonge (1). J'établis toujours la grandeur $(D - D_v)$, c'est-à-dire la difflé-

(1) D. CHALONGE. *Annales d'Astrophysique*, 1 (1938), 282.

rence entre les densités photographiques du point considéré et du voile chimique général, la densité photographique étant définie comme le logarithme décimal du rapport I_0/I de l'intensité incidente à l'intensité transmise par la couche photographique considérée. Ayant vérifié que le photomètre reproduit à un centième près la même valeur de $(D - D_r)$ quelle que soit la surface de sa fente utilisée ou la sensibilité de son spot, le jet et les marques d'intensité ont été enregistrés différemment avec le réglage le plus approprié. Toutefois à cause de l'irrégularité du grain photographique la surface utilisée de la fente exploratrice du microphotomètre, dans sa projection sur la plaque photographique, n'était jamais inférieure à $0,007 \text{ mm}^2$.

La courbe de graduation de la plaque photographique se déduit des marques d'intensité en lumière des radiations $\lambda 3\,022 \text{ \AA}$, $\lambda 3\,126 \text{ \AA}$ et $\lambda 3\,132 \text{ \AA}$ qui se trouvent sur le même cliché immédiatement au-dessus et au-dessous de la raie étudiée $\lambda 3\,076 \text{ \AA}$ du zinc, de telle façon que les marques encadrent cette raie (planche fig. 18, cliché n° 3). Tandis que les courbes de graduation établies à l'aide des raies $\lambda 2\,967 \text{ \AA}$ et $\lambda 3\,361 \text{ \AA}$ diffèrent légèrement, les raies utilisées fournissent la même courbe et leurs longueurs d'onde encadrent celle de $\lambda 3\,076 \text{ \AA}$. On obtient un nombre élevé de marques d'étalonnage bien disposées sur une seule courbe de graduation. Ainsi, la graduation de la plaque photographique était certainement toujours connue avec beaucoup de certitude.

L'enregistrement microphotométrique du jet présente une difficulté. Comme je l'ai déjà mentionné, à cause de la charge spatiale, la vitesse de chaque électron varie le long de son parcours à travers le jet. Le pouvoir d'excitation est une fonction de la vitesse, dite fonction d'excitation. Pour la raie étudiée et au voisinage des vitesses électroniques employées, cette fonction est malheureusement particulièrement variable ⁽¹⁾. Nulle en dessous du potentiel d'excitation de 4 volts, elle atteint son maximum à 4,9 volts. Entre 4,9 et 6,6 volts, elle retombe à la moitié du maximum. De l'aspect des spectres on peut déduire que la variation du potentiel électrique à l'intérieur du jet était, en général, de quelques volts. On peut réduire cette variation en plaçant dans le jet le minimum de ce potentiel et en excitant avec le courant électronique le plus faible encore admissible. Dans la projection du jet sur le plan de la fente du spectrographe, on a toujours plus ou moins des trajectoires d'atomes voisines qui sont traversées successivement par les mêmes électrons et n'ont pas la même luminosité. En général, au milieu du jet, existe une trajectoire de plus grande intensité.

La figure 11 illustre ce fait pour un cas extrême. Elle indique la luminosité observée lors de l'essai n° 5 du tableau V, p. 39, en traversant le jet de droite à gauche parallèlement aux électrons. Les points *a* et *b* y repré-

(¹) K. LARCHÉ, *l. c.*

sentent les bords du jet. On reconnaît la non-uniformité latérale aussi sur les clichés nos 1 et 3 de la planche fig. 18.

De plus, tandis que la lumière de la seule raie de résonance est émise par les trajectoires du milieu, les atomes se propageant dans les trajectoires qui bordent le jet ont été excités à des niveaux de rang plus élevé. Ainsi, les bords du jet apparaissent sur le cliché dans toutes les raies spectrales sous forme de deux points, entre lesquels l'intensité est nulle (v. la planche fig. 18, cliché n° 1). Souvent un tel point, provenant de la raie de très courte durée de vie $\lambda 3072 \text{ \AA}$ ($4^3P_2 - 6^3S_1$), se plaçait juste sur le point d'excitation de la trajectoire la plus lumineuse de la raie de résonance (v. la planche fig. 18, cliché n° 2 et la représentation schématisque des raies). Ainsi, ce point était inutilisable, sauf sur les clichés faits avec une fente du spectrographe moins ouverte, couvrant les bords de l'image du jet.

A cause de la différence des conditions d'excitation et de la différence de la luminosité entre trajectoires voisines, l'enregistrement microphotométrique de la décroissance de la luminosité a dû se faire sur le cliché suivant une bande étroite contenant les trajectoires les plus lumineuses. Cette bande doit être latéralement uniforme. Etant donné la plus petite surface encore admissible de la fente exploratrice du microphotomètre, la largeur de cette bande ne peut être réduite qu'en faveur de la largeur de la fente exploratrice, c'est-à-dire au détriment du pouvoir de résolution géométrique. La plus petite largeur de bande encore utilisée était de 0,35 mm; ce qui impose à la fente du microphotomètre une largeur de 0,02 mm sur le cliché. Un certain nombre de clichés n'ayant pas une bande uniforme de cette largeur ont été rejetés comme inutilisables.

La détermination de cette bande et son enregistrement sont assurés de la façon suivante. D'un enregistrement perpendiculaire à la direction du jet, on déduit la largeur de la bande utilisable et sa distance aux deux bords du jet.

En prolongeant sur le cliché avec un crayon bien aiguisé les deux bords du jet jusqu'à leur point d'intersection (v. la planche fig. 18, clichés nos 2 et 3) on détermine l'emplacement de la source d'atomes dans son image ponctuelle sur le cliché (On est en droit de négliger la courbure de l'image provoquée par le prisme du spectrographe, et on doit retrouver la

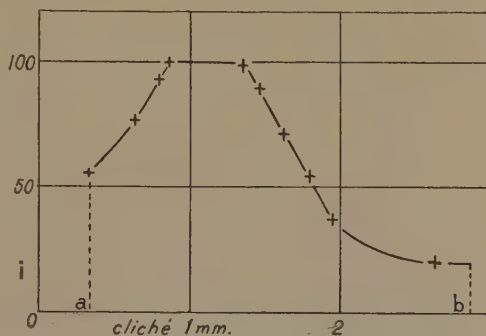


FIG. 11. — Non-uniformité latérale de l'intensité lumineuse du jet.

distance connue de la source d'atomes au point d'excitation). Ensuite le jet est enregistré, la fente du microphotomètre ayant une longueur égale à la largeur de la bande utilisable et passant par le point d'origine de toutes les trajectoires en restant toujours à la distance vérifiée des deux bords du jet. La figure 12 montre la courbe photométrique d'un essai.

Le fait que les courbes de décroissance de l'intensité de tous les essais ne diffèrent presque pas, montre déjà que, de cette manière, il était effectivement possible d'enregistrer suivant la trajectoire la plus lumineuse et

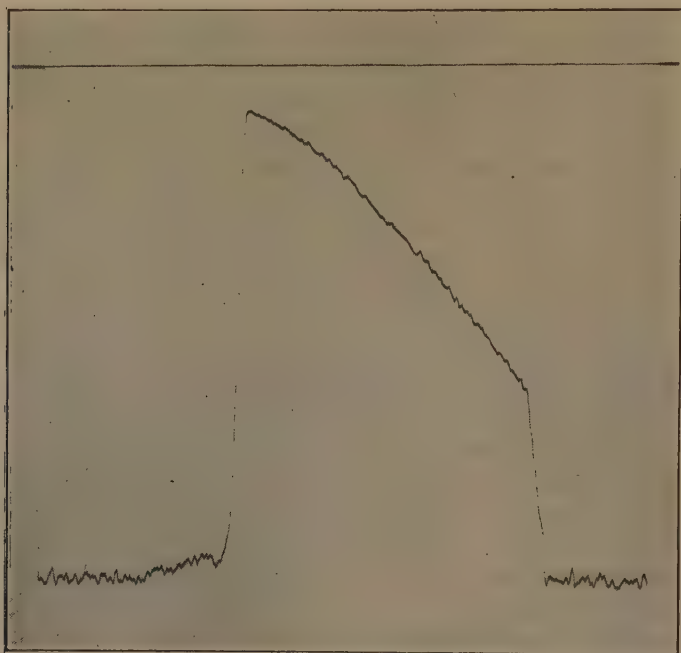


FIG. 12. — Enregistrement microphotométrique du jet.

non pas au travers. Les premiers essais avaient été enregistrés sans les précautions décrites. Leurs courbes d'intensité avaient conduit à des durées de vie différant de plus de 50 o/o. En plus des précautions décrites, pour avoir une sécurité encore plus grande, les clichés très peu uniformes ont été évalués une deuxième fois d'une façon différente. A différents endroits, le cliché est enregistré perpendiculairement à la direction du jet. La figure 13 montre une suite de tels enregistrements faits pour l'essai 5. On y vérifie également l'existence d'une bande uniforme au maximum. Un point est inutilisable à cause du grain de la plaque photographique. Le maximum de chaque enregistrement fournit l'intensité d'un point sur la trajectoire la plus lumineuse. Mais, comme l'indique la figure 14, cette évaluation n'a pas donné d'autres résultats que le procédé décrit pré-

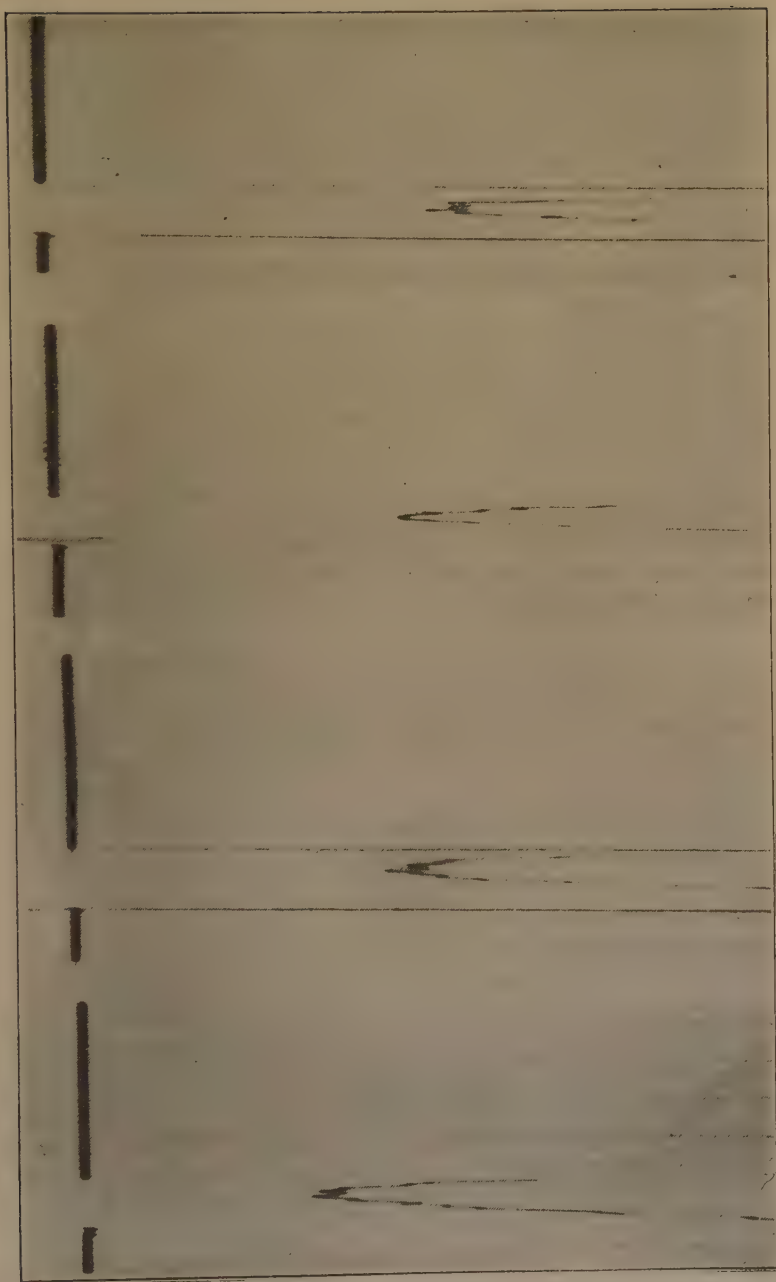


FIG. 13. — Enregistrement microphotométrique du jet perpendiculairement à sa direction.

cédemment. La figure 14 indique le logarithme de l'intensité mesurée sans correction dans l'essai 5 du tableau V, page 39. Les croix proviennent d'une évaluation directe suivant la trajectoire la plus lumineuse, tandis que les cercles ont été mesurés par enregistrement perpendiculairement au jet (¹).

Pour la coordination des intensités lumineuses mesurées au lieu géométrique dans le jet une échelle millimétrique est placée à l'endroit du jet et photographiée comme je l'ai mentionné. Elle est ensuite enregistrée avec

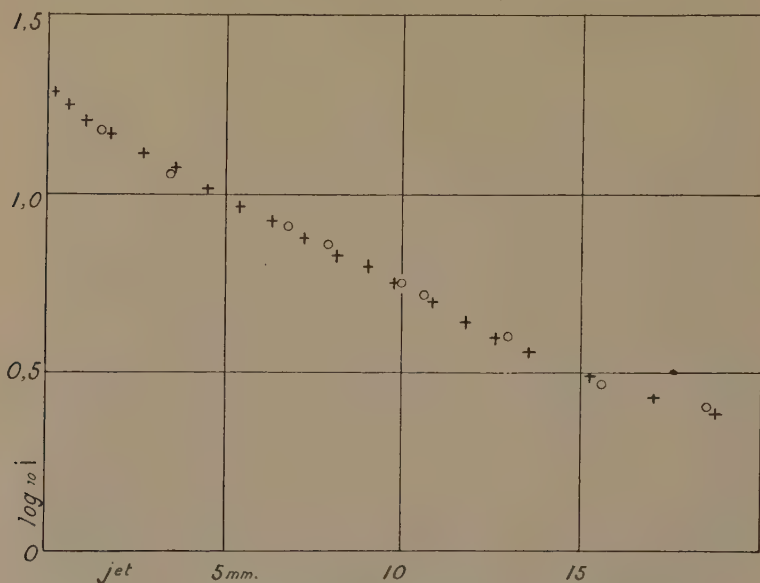


FIG. 14. — Comparaison des deux procédés d'évaluation du jet.

le même agrandissement géométrique du microphotomètre que le cliché du jet.

Au total, pour établir la courbe de l'intensité dans le jet en fonction du lieu, les enregistrements suivants sont nécessaires : 1° les marques d'intensité, et le cliché de contrôle d'uniformité de leur éclairage.

2° Le jet atomique, et également un cliché de contrôle d'uniformité de luminosité du dispositif optique.

3° L'échelle millimétrique.

De plus, chaque essai est suivi d'une détermination de la densité atomique moyenne dans le jet. Dans ce but, le dépôt de l'ordre de 10 milligrammes que forme le jet à la fin de son parcours est pesé.

(¹) Je remercie très vivement M. A. Kastler de m'avoir suggéré cette vérification supplémentaire qui augmente beaucoup la certitude de la mesure.

Dans l'expression (4') :

$$I(x - x_0, \tau) = C \frac{1}{x} \int_0^\infty \frac{1}{u} e^{-\left(\frac{u^2}{2^2} + \frac{x - x_0}{u\tau}\right)} du$$

qui donne la décroissance de l'intensité lumineuse, et à laquelle la mesure doit être comparée entrent les deux grandeurs α et x_0 qui sont également données par l'expérience. On déduit la vitesse la plus probable α des atomes de la mesure de la température moyenne du creuset durant l'essai. Avec une température moyenne de 441°C on a $\alpha = 4,26 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$. En déterminant la distance x_0 de la fente du creuset au plan contenant les électrons excitateurs, il faut tenir compte de la légère différence entre cette distance lors de sa vérification et durant un essai, différence due à l'extension thermique du creuset.

Si l'on veut comparer la courbe expérimentale avec la courbe théorique, l'ignorance des conditions exactes à l'intérieur du très petit domaine d'excitation a pour conséquence que le choix du point dans le jet à coordonner au point théorique x_0 est arbitraire dans les limites de un ou deux dixièmes de millimètre, et que près du point x_0 , la courbe théorique n'est pas exactement valable. De plus, l'intensité mesurée au maximum de la courbe expérimentale de décroissance peut en partie provenir de la raie de très courte durée de vie $\lambda 3072 \text{ Å}$. D'autre part, une mesure d'intensité par photométrie photographique près du bord d'un domaine fortement exposé est incertaine à cause de l'effet photographique d'Eberhard ⁽¹⁾ se produisant au bord lors du développement.

La comparaison de la courbe expérimentale avec la courbe théorique est faite de la façon suivante : pour un certain nombre de valeurs de durée de vie τ et pour une certaine valeur de la vitesse atomique moyenne α et de la distance x_0 , les courbes du logarithme décimal de la fonction théorique (4') d'intensité, c'est-à-dire $\log I(x - x_0, \tau)$ sont dessinées sur papier millimétré. A la même échelle, sur une autre feuille, les logarithmes des intensités mesurées, $\log I_m(x)$, sont marqués après réduction aux valeurs de α et de x_0 , utilisées pour les courbes théoriques. Les courbes théoriques et les points mesurés sont ensuite superposés en attribuant l'ordonnée $x = x_0$ de la courbe théorique à celui des points mesurés pour lequel l'intensité mesurée est maximum.

On trouve qu'il y a une courbe théorique $\log I(x - x_0, \tau)$ qui à partir d'une certaine distance de x_0 s'adapte aux points mesurés. Elle fournit la valeur de τ . Il est quelquefois plus concluant de procéder en cherchant les courbes qui sont à exclure avec certitude. Ce procédé est illustré par les graphiques de la figure 15.

(1) G. EBERHARD. *Physik. Zeitschr.*, **13** (1912), 288.

IX. — LES RÉSULTATS DES MESURES

LES DONNÉES. — Les clichés n'ont été évalués que dans un domaine à l'intérieur duquel la densité photographique ($D - D_r$) était supérieure à 0,060 et où les variations de la luminosité du dispositif optique n'excédaient pas 3 o/o. Ainsi les mesures comprennent des distances en direction de propagation du jet allant de 1 à 2 cm. La figure 15 donne à l'échelle logarithmique les points d'intensité mesurés de deux essais, encadrés des courbes théoriques pour $\tau = 2,0$; 2,8 ; 3,2 et $4,0 \cdot 10^{-5}$ sec. Les croix se rapportent à l'essai 5 du tableau V, les cercles à l'essai 8. Dans les deux

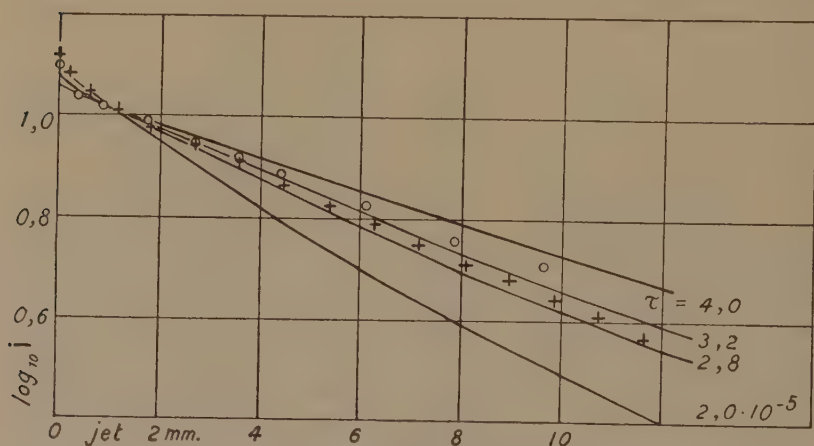


FIG. 15. — Intensité lumineuse du jet, réduite à densité constante (o essai n° 8, + essai n° 5) et courbes théoriques.

cas, la vitesse atomique moyenne est de $\alpha = 4,26$ cm/sec. En abscisse est portée la distance x dans le jet, ce qui est plus démonstratif, et non pas la grandeur x/α qui fournirait des courbes indépendantes de α . La distance du creuset au domaine d'excitation était de $x_0 = 4,59$ cm ; mais dans la figure 15 les intensités expérimentales et théoriques ont été réduites à leur valeur dans un jet à densité constante ($x_0 = \infty$). La dispersion des points mesurés étant pour tous les essais à peu près aussi importante, la figure donne une idée de la précision de chaque mesure. L'essai 8 avait été exécuté avec excitation par électrons rapides. Il n'est pas concluant pour la durée de vie. De l'essai 5 on déduit une valeur de $\tau = 3,1 \cdot 10^{-5}$ sec. Le tableau V résume le résultat de toutes les mesures en fonction de quelques données expérimentales d'intérêt divers. Les colonnes du tableau se rapportent aux grandeurs suivantes :

TABLEAU V

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Essai	Creusot		jet			Canon électronique			Excitation		Photographie			
	Ter	α $\frac{m}{sec}$	$2M/h$	X_0 cm	ρ 10^{-5} mm Hg	H gauss	diaphragme/anode volt/volt ma/ma	Aspect	jet	cliché	t_p min.	$(D-D_0)_{max}$	$(x-x_0)_e$ cm	τ 10^{-5} sec
1	464	432	1/3,6	4,64	1,7	1 000	10/9	3/0,4	éteint		30	0,248	1,0	3,1
2	435	424	1/3,6	4,67	0,8	500	85/23	68/3,5			60	1,066	2,1	3,0
3	441	426	1/3,5	4,59	1,1	1 000	43/22	20/4,1	éteint,	raie de	25	0,852	1,2	2,8
4	441	426	1/3,5	4,59	1,1	1 000	26/22	15/4,0	bords	résonance	25	0,882	1,3	3,1
5	441	426	1/3,5	4,59	1,1	1 000	24/19	12/4,1	roses	seule	25	0,966	1,2	3,1
6	489	439	1/3,5	4,59	2,5	1 000	21/18	9/3,9			20	1,133	1,2	3,0
7	493	440	1/6,0	7,16	3,3	1 000	42/22	28/1,5	éteint		240	0,985	2,3	2,9
8	438	424	1/3,6	4,67	1,0	500	46/39	68/11	rose	spectre	15	0,233	1,2	3,5
9						1 400		68/13			15	0,280	1,4	3,4
10	437	424	1/3,6	4,54	1,0	1 000	11/11	3/0,3	bleu	entier	90	0,456	0,9	3,6

GROUPE CREUSET

N° 2 : La température T du creuset en $^{\circ}\text{C}$.

N° 3 : La vitesse la plus probable α des atomes dans le creuset en m/sec .

GROUPE JET

N° 4 : L'ouverture angulaire du jet, le rapport $2M/h$ de la longueur des fentes à leur distance.

N° 5 : La distance x en cm de la source d'atomes au point d'excitation.

N° 6 : La densité atomique moyenne dans le jet en 10^{-5} mm de Hg à 0°C .

GROUPE CANON ÉLECTRONIQUE

N° 7 : Le champ magnétique H en gauss dans lequel le jet était placé et qui servait à la focalisation des électrons excitateurs.

N° 8 : Les tensions en volts appliquées respectivement au diaphragme d'électrons et à l'anode.

N° 9 : Les courants respectifs du circuit du diaphragme et de l'anode en millampères.

GROUPE EXCITATION

N° 10 : L'aspect du jet.

N° 11 : L'aspect du cliché révélant la présence ou l'absence de raies autres que la raie de résonance.

GROUPE PHOTOGRAPHIE

N° 12 : La durée de la pose t_p en minutes.

N° 13 : La densité photographique $(D-D_v)_{\text{max}}$ du cliché au maximum; elle est située au point $x = x_0$.

N° 14 : La longueur totale $(x-x_0)_e$ en cm évaluée dans le jet.

LE RÉSULTAT DE LA MESURE

N° 15 : La durée de vie τ de l'état 4^3P_1 en 10^{-5} sec .

DISCUSSION. — Les trois paramètres expérimentaux dont l'influence possible sur le résultat de la mesure était à contrôler sont : la densité atomique (colonne n° 6 du tableau V) le champ magnétique H (colonne n° 7) et l'excitation dont la nature peut être vérifiée sur le cliché (colonne n° 11). Ils ont été modifiés dans de fortes proportions; mais en jetant un coup d'œil sur le tableau, on constate tout de suite que le troisième paramètre seul a eu une influence modificatrice sur la durée de vie mesurée (essais 8-10). Toutefois nous allons les considérer l'un après l'autre.

Densité atomique. — Elle a été modifiée dans le rapport de 1 à 4. L'absence de toute influence est en accord avec la prévision théorique. Etant donné les valeurs si faibles de la densité et de la probabilité de transition, on vérifie facilement que l'absorption intérieure est tout à fait négligeable.

En outre, les chiffres suivants permettent d'apprécier la possibilité de phénomènes de chocs. A la densité de 10^{-5} mm de Hg correspond la distance moyenne entre atomes de 2.10^4 Å. Dans un gaz ordinaire à la température utilisée, le temps moyen entre deux chocs cinétiques entre atomes neutres est de 2.10^{-3} sec. Le libre parcours est de 1 m. A la même densité et température, dans le jet les chocs sont encore trois fois moins fréquents que dans le gaz ⁽¹⁾.

Les chocs de deuxième espèce qui éteignent l'excitation du niveau de résonance sont plus fréquents que les chocs cinétiques. Comme ils n'ont pas encore fait l'objet de mesures pour le zinc, je cite en exemple ⁽²⁾ qu'ils sont 32 fois plus fréquents pour l'atome de Cs, resp. 25 et 75 fois pour N₂ et J₂. Il est évident que de telles extinctions par chocs ne pouvaient pas se produire dans le cas présent.

A des densités si faibles, l'excitation du niveau 4^3P_1 du zinc par choc de deuxième espèce avec un atome excité à un des états métastables $4^3P_{0,2}$ semble d'après des essais analogues au mercure ⁽³⁾ également peu probable, les états métastables survivant à un très grand nombre de chocs cinétiques. Ainsi l'absence de toute interaction entre atomes semble théoriquement et expérimentalement bien certaine.

CHAMP MAGNÉTIQUE. — Sa présence était inévitable. Mais, il est également sans influence sur la durée de vie d'après la mesure comme d'après la théorie. Sous l'action d'une perturbation la matrice Q qui représente la coordonnée spatiale dans l'espace hilbertien subit une transformation

$$Q' = S^{-1} Q S.$$

M. Born, W. Heisenberg et P. Jordan ⁽⁴⁾ ont montré que par suite de l'orthogonalité des sous-matrices de transformation S, se rapportant aux sous-espaces dégénérés d'ordre l (comprenant les axes $m = k \dots k + l - 1$), à l'approximation zéro, la somme :

$$\sum_{m=k}^{k+l-1} q_{mn} q_{mn}^*$$

est invariante par rapport à la transformation. Si l'indice n caractérise le

⁽¹⁾ BOGROS. *Annales de Physique*, **47** (1932), 199.

⁽²⁾ CHR. FÜCHTBAUER. *Phys. Zeitschrift*, 1913, **14**, pp. 1164 et 1168.

p. 429.

⁽³⁾ H. B. DORGELO, *Zeitschr. f. Physik*, 1925, **34**, p. 766; *Physika*, 1925, **5**.

⁽⁴⁾ M. BORN, W. HEISENBERG, P. JORDAN. *Zeitschr. f. Phys.*, **35** (1925), 590.

terme magnétique supérieur de la transition, cette somme (en l'absence de transitions dans d'autres sous-espaces) est précisément à une constante près l'inverse de la durée de vie τ de ce niveau n . Ainsi, sous l'action d'une perturbation, même si les probabilités relatives de transition sont modifiées, la durée de vie d'un terme est invariante.

En première approximation, en présence d'une énergie de perturbation ϵW , la matrice Q se transforme $Q \rightarrow Q' + CQ - QC$, l'élément de la matrice C étant $c_{ik} = \frac{\epsilon W_{ik}}{E_i - E_k}$. Si la perturbation provient d'un champ magnétique, c_{ik} est de l'ordre du rapport de la fréquence de Larmor à la

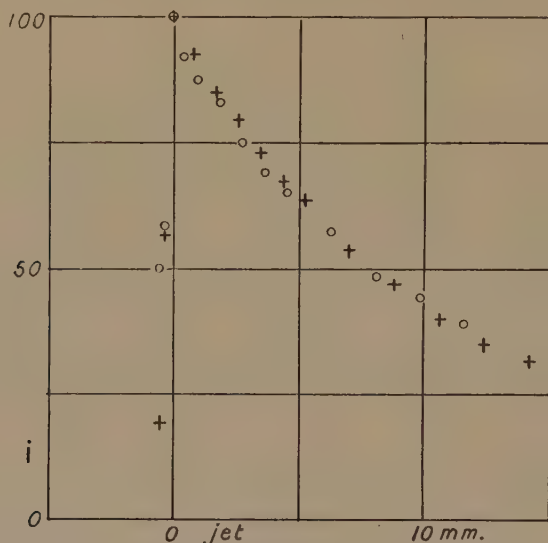


FIG. 16. — Action du champ magnétique sur la durée de la vie (o essai n° 8, + essai n° 9).

fréquence de la raie, c'est-à-dire de l'ordre 10^{-6} pour un champ de 1.000 gauss. La variation de τ est du même ordre.

A ce sujet, la figure 16 indique les essais 8 (cercles) et 9 (croix).

Ces deux essais ont été faits l'un immédiatement après l'autre sans modifier les conditions électriques d'excitation, mais avec des champs magnétiques de 500 et 1 400 gauss respectivement. La figure 16 indique les intensités vraies (non les logarithmes) réduites à densité constante et en fonction de l'endroit dans le jet. La vitesse atomique moyenne est $\alpha = 4,26 \cdot 10^4$ cm/sec. On voit que dans les limites de la précision de la photométrie les deux suites de points se recouvrent. Pour une vérification générale du théorème de l'invariance de τ dans un champ magnétique la mesure aurait dû être faite de préférence sur une raie ayant à partir d'un seul niveau plusieurs transitions de structure magnétique. De plus elle

aurait dû s'étendre jusqu'à des valeurs du champ dans lesquelles les intensités relatives des composantes sont déjà sensiblement modifiées (effet Paschen-Back). Un tel champ n'était pas réalisable avec le dispositif expérimental utilisé. Ainsi, les essais 8 et 9 aussi bien que l'essai 2 du tableau V ne prétendent en premier lieu qu'à mettre hors de doute l'indépendance de τ du champ magnétique tout au moins dans le cas du présent travail.

EXCITATION PAR ÉLECTRONS RAPIDES. — Sur les clichés provenant des essais 1-7 du tableau 5, parfois on n'aperçoit aucune raie autre que la raie λ 3 076 Å. Si, parfois la raie λ 3 303 Å ($4^3P_1 - 4^3D$) est visible, elle est très faible, telle qu'elle attribue certainement toujours de moins de quelques unités pour mille à l'intensité de la raie de résonance. Dans les essais 8-10 du tableau 5, avec électrons rapides, à peu près 10 o/o de l'intensité de la raie de résonance proviennent des états 4^3D .

La différence entre les deux catégories d'essais ressort nettement de la figure 18, en regardant les clichés 1 et 3 (électrons lents) d'une part, et le cliché 2 (électrons rapides) d'autre part. Les distances entre l'emplacement du même point du jet dans les différentes raies ressortent du dessin schématique du spectre. Avec cette échelle, on peut se rendre compte au cas des clichés 1 et 3 de la figure 18 que, à l'endroit de la trajectoire la plus lumineuse en radiation λ 3 076 Å l'attribution d'autres transitions à l'intensité de cette raie est négligeable.

Le tableau 5 et la figure 15 montrent que l'augmentation de 15 o/o de la durée de vie des essais 8-10, faits en excitant le spectre entier, est nettement en dehors des limites de la dispersion fortuite des points mesurés. Quoique la luminosité du jet dans le cas d'électrons rapides est latéralement uniforme (v. fig. 18, cliché 2), la différence avec les essais 1-7 ne peut pas être attribuée à une erreur systématique d'évaluation, étant donné les différents procédés de contrôle employés dont il a été question antérieurement. A cause du champ magnétique et d'après l'aspect des clichés la présence d'électrons en dehors du domaine d'excitation semble aussi tout à fait impossible. A l'explication des essais 8-10, il faut supposer qu'une fraction de l'intensité de la raie de résonance de l'ordre de l'augmentation de la durée de vie doit provenir d'états supérieurs d'une durée de vie comparable. La vérification exacte de cette situation aurait nécessité une étude quantitative du spectre entier. Toutefois, il faut mentionner la difficulté qu'aucune raie observable sur le cliché ne semble pouvoir être rendue responsable. La durée de vie des raies $4^3P_1 - 5^3S_1$ et $4^3P_1 - 6^3S_1$ est trop courte. Les triplets $4^3P - n^3D$ montrent sur les clichés fortement exposés un prolongement de décroissance lente. Mais, pour $n = 4$ ($\lambda = 3\,282/3\,304/3\,346$ Å) un enregistrement photométrique grossièrement évalué avec la courbe de graduation pour λ 3 076 Å révèle qu'il s'agit là d'une décroissance brusque à quelques pour-mille suivie

d'un prolongement à décroissance lente (¹). L'intensité totale émise par le prolongement est de l'ordre de quelques pour-cent de l'intensité totale de la raie, cette dernière contribuant pour environ 10 o/o à l'intensité de la raie de résonance.

L'explication du retardement du rayonnement par la descente de l'électron en cascade de niveau en niveau présenterait un certain intérêt. Mais, dans le présent cas, l'importance de l'effet laisse subsister des doutes sur le véritable mécanisme. Les essais 8-10 ont été faits en premier lieu pour

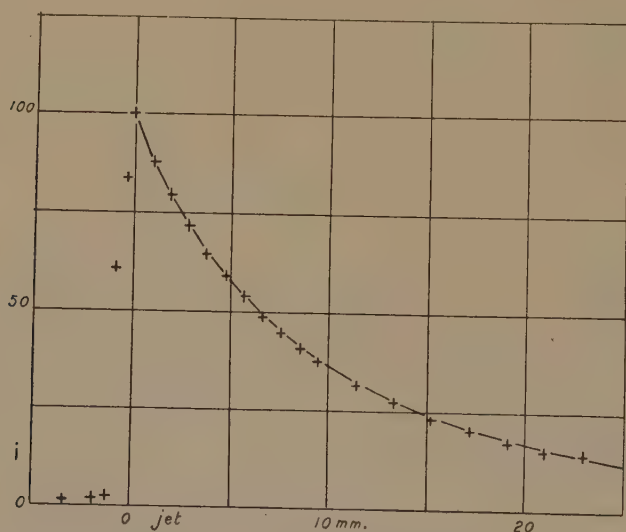


FIG. 17. — Jet. Essai n° 7, et courbe théorique $\tau = 2,9.10^{-5}$ sec.
(Intensités réduites à densité constante).

révéler expérimentalement la sensibilité éventuelle des essais 1-7 à l'excitation de niveaux supérieurs avec une intensité très faible, même inférieure au seuil de la plaque photographique. Sous ce rapport une augmentation de la durée de vie de seulement 15 o/o dans le cas d'une excitation presque exclusivement secondaire est rassurante.

En résumé, il ressort de toute la discussion précédente des différentes causes qui auraient pu fausser le résultat que les essais 1 à 7 fournissent la vraie durée de vie moyenne τ de l'état 4^3P_1 du zinc, soustrait à toute influence. On conclut du tableau V à :

$$\tau = 3,0.10^{-5} \text{ sec} \pm 5 \text{ o/o.}$$

(¹) Dans une note aux C. R., 208 (1939), 1805, d'après l'aspect de clichés fortement surexposés, j'avais conclu à une durée de vie des états 4^3D anormalement longue, ce qui d'après le résultat de l'enregistrement photométrique ne peut plus être soutenu. Le prolongement de faible intensité pourrait être dû à l'excitation en fluorescence des niveaux 4^3D à partir des trois niveaux 4^3P .

C'est là l'un des deux résultats principaux du présent travail.

L'autre but était de vérifier la forme de la courbe de décroissance. La figure 15 montre qu'elle s'adapte bien aux courbes théoriques qui sont basées sur l'hypothèse d'une décroissance exponentielle du rayonnement atomique.

La concordance entre la théorie et l'expérience est si parfaite pour l'essai 7, évalué sur une longueur dans le jet de 22 mm que je le reproduis également sur la figure 17. Les croix sont les points mesurés. La courbe est la courbe théorique avec $\tau = 2,9 \cdot 10^{-8}$ sec. L'intensité est également réduite à densité constante. La vitesse atomique moyenne est de $\alpha = 4,40 \cdot 10^{-5}$ cm/sec.

Je considère la concordance observée dans un domaine allant jusqu'à 15 o/o de l'intensité initiale comme une démonstration du caractère exponentiel de la décroissance du rayonnement atomique. C'est le second résultat de ce travail.

CONFRONTATION. — L'ordre de grandeur de la valeur mesurée de durée de vie pouvait être prévu théoriquement. Les transitions d'intercombinaisons sont interdites, comme transitions entre fonctions propres symétrique et antisymétrique. On les observe pourtant, la symétrie de la fonction propre se trouvant modifiée par l'interaction magnétique entre spin et orbite. Cette interaction, grandissant avec la charge du noyau, l'intensité des transitions d'intercombinaison augmente avec le poids atomique. L'importance relative de cette interaction est mesurée par le rapport $\Delta\nu/\delta\nu$, $\Delta\nu$ étant l'écart des termes du triplet, tandis que $\delta\nu$ est l'écart entre le simplet et le centre de gravité du triplet. W. Pauli ⁽¹⁾ avait mis en évidence l'analogie entre l'interaction du champ magnétique du reste de l'atome et de l'électron de valence et l'action d'un champ magnétique extérieur intense sur un atome, provoquant des raies interdites. Numériquement ⁽²⁾ le rapport τ_1/τ_3 de la durée de vie de l'état de simplet à celle de l'état de triplet doit être :

$$\frac{\tau_1}{\tau_3} = \frac{2}{9} \left(\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu_3}{\nu_1} \right)^3.$$

Ainsi, d'après la théorie pour les deux raies de résonance du zinc on a :

$$\tau_1/\tau_3(\text{Zn}) = 12,4 \cdot 10^{-5}.$$

Filippov ⁽³⁾ a déduit d'une mesure comparative de la dispersion anormale au voisinage des deux raies de résonance du zinc le rapport de la force de leurs oscillateurs.

⁽¹⁾ W. PAULI, GEIGER-SCHEELS. *Handbuch der Physik* (Berlin, 1926), vol. **23**, 255. Très instructif est aussi le mémoire de W. HEISENBERG. *Zeitschr. f. Physik*, **38** (1927), 411.

⁽²⁾ A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY. *Resonance Radiation and Excited atoms* (Cambridge, 1934), p. 150; W. V. HOUSTON, *Phys. Rev.*, **33** (1929), 297.

⁽³⁾ A. FILIPPOV. *Phys. Zeitschr. der Sowjet Union*, **1** (1932), 289.

$$f_{4^1S_0-4^1P_1}/f_{4^1S_0-4^3P_1}=7,2 \cdot 10^3 \pm 5 \text{ o/o}$$

ce qui correspond à la valeur de $\tau_1/\tau_3=6,71 \cdot 10^{-5}$.

En admettant une valeur absolue plausible pour $\tau_1(\text{Zn})$, nous verrons que le résultat expérimental de Filippov s'accorde bien avec ma valeur trouvée pour τ_3 . D'après une mesure de W. Kuhn ⁽¹⁾ de la dépolarisation de la fluorescence dans le champ magnétique, la force de l'oscillateur de la raie de résonance de simplet du cadmium est de $1,20 \pm 5 \text{ o/o}$. Si l'on suppose la même valeur pour celle du zinc qui n'a pas été mesurée, il en résulte avec le résultat de Filippov pour la raie de résonance d'intercombinaison du zinc :

$$f_{4^1S_0-4^3P_1} = \frac{1,2}{7,2 \cdot 10^3}.$$

Entre la force de l'oscillateur f' et la durée de vie existe (en l'absence d'autres transitions) la relation :

$$\tau = \frac{g''}{g'} \frac{\tau_{cl}}{3} \frac{1}{f'}, \quad (6)$$

$$\tau_{cl} = \frac{3mc^3\lambda^2}{8\pi^2e^2} = 4,53 \cdot \lambda^2$$

étant la durée de vie classique. g''/g' est le rapport des poids statistiques des deux termes qui déterminent la transition.

$$g_{4^3P_1}/g_{4^1S_0}=3.$$

Ainsi, on prévoit avec les résultats de Filippov et de Kuhn pour la raie de résonance d'intercombinaison du zinc : $\tau_3=2,9 \cdot 10^{-5}$ en parfait accord avec mon résultat.

Par contre, une mesure de W. Billeter ⁽²⁾ de l'absorption sélective de

⁽¹⁾ W. KUHN. *Naturw.*, **14** (1926), 48.

⁽²⁾ W. BILLETER. *Helvetica Physica Acta*, **7** (1934), 505.

FIG. 18. — Clichés du jet de zinc.

La figure n° 18 montre trois clichés, résultats d'essais dans le jet, et un tableau schématique permettant d'identifier les raies essentielles visibles sur les clichés. Tandis que le cliché 3 est représenté en entier avec les marques d'étalonnage de la plaque, les clichés 1 et 2 montrent seulement la bande contenant le spectre du jet.

Le jet se propage de bas en haut. Seule l'émission de la raie $\lambda \ 3 \ 076 \text{ \AA}$ s'étale au delà du domaine d'excitation. Elle est limitée dans le haut par un diaphragme. Quelques traits fins, visibles sur les clichés 2 et 3, bordant la raie $\lambda \ 3 \ 076 \text{ \AA}$, ainsi que d'autres traits ont été tracés après l'essai et ont rapport à l'évaluation.

Le cliché 1 (essai avec électrons lents) n'a pas été évalué ; mais, il est particulièrement caractéristique pour l'excitation exclusive du spectre entier dans les bords du jet. Le cliché 2 provient de l'essai n° 10 (tableau n° 5, p. 30), avec électrons rapides, tandis que le cliché 3 provient de l'essai n° 5 (tableau 5), avec électrons lents.

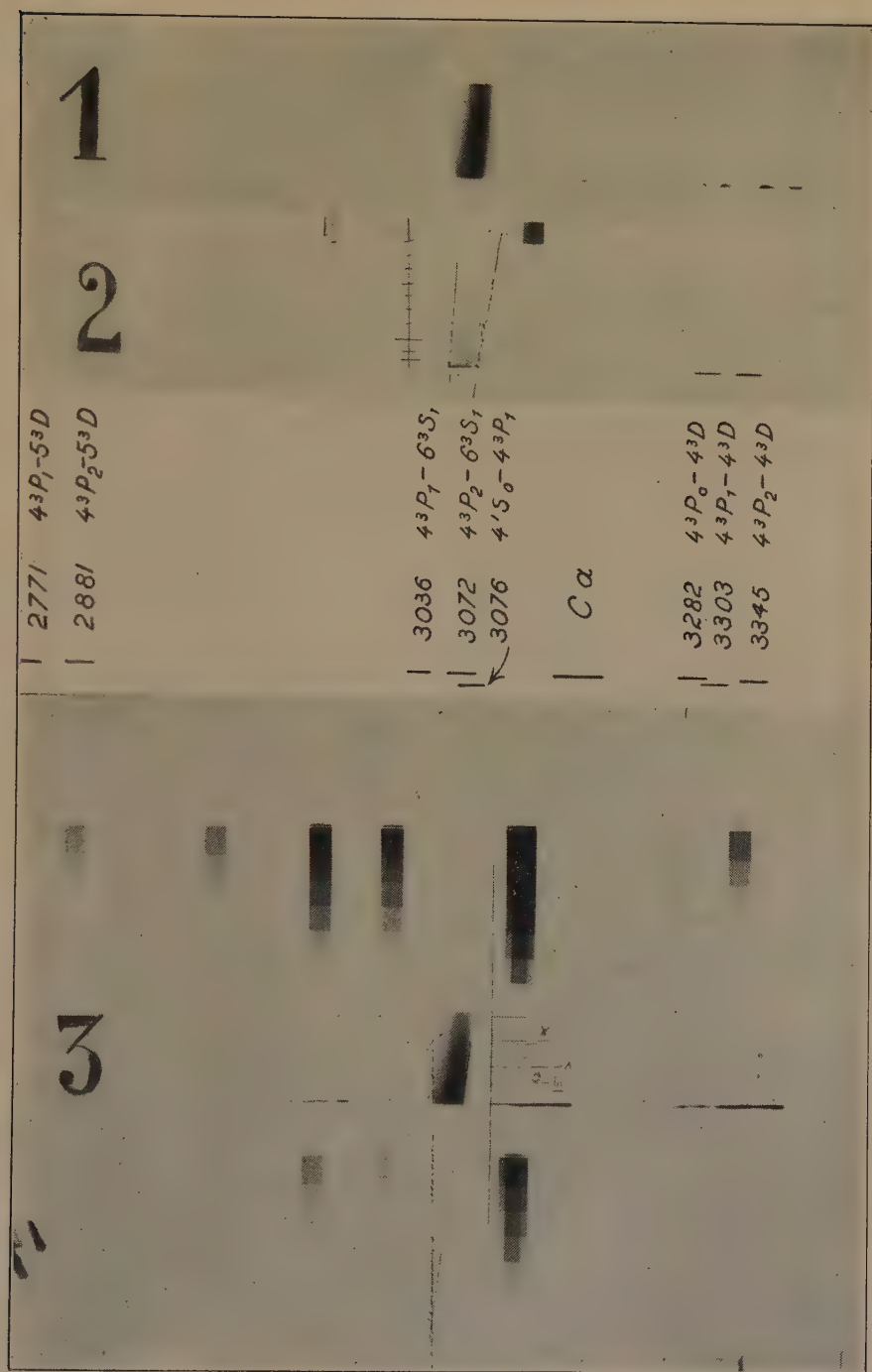


FIG. 18.

[pages 46-47]

la raie de résonance d'intercombinaison du zinc, est incompatible avec mon résultat. Cette mesure et la présente sont reliées par la relation

$$\int_0^{\infty} (nk) dv = \frac{f e^2 N}{4 \nu_0 m}$$

et la formule (6). (nk = coefficient d'absorption ; N = nombre d'atomes dans le cm^3). Après une rectification du calcul due à P. Soleillet ⁽¹⁾, la mesure de Billeter conduit à une durée de vie de $\tau = 2,1 \cdot 10^{-5}$ sec. La figure 15 permet d'apprécier l'importance de l'écart par rapport à la précision de la présente mesure. Toutes les courbes expérimentales des essais nos 1-7 s'y placeraient entre les courbes théoriques d'intensité pour $\tau = 2,8$ et $3,2 \cdot 10^{-5}$ sec. La courbe théorique pour $\tau = 2,0 \cdot 10^{-5}$ sec y est également tracée. Tandis que l'intensité des courbes expérimentales diminue de 100 à 50 o/o entre 1 et 8,1 mm, avec une durée de vie de $2,1 \cdot 10^{-5}$ sec dans le même espace, l'intensité aurait dû diminuer jusqu'à 41 o/o. Etant donné les écarts dans la proportion 1 : 2 entre les valeurs trouvées par différents auteurs ⁽²⁾ lors de mesures d'absorption analogues effectuées avec le mercure, la cause la plus probable de l'écart existant dans le cas présent, me semble l'incertitude de cette dernière méthode. Dans les mesures de Billeter, la valeur à déduire pour la force de l'oscillateur f varie systématiquement en fonction de la densité atomique dans le sens que pour des densités de plus en plus faibles l'écart avec le résultat du présent travail va en diminuant. Les trois valeurs de f mesurées à des pressions de vapeur inférieures à 10^{-2} mm de Hg s'accordent déjà d'une façon satisfaisante avec mon résultat ; Billeter croit devoir rejeter ces trois valeurs comme insuffisamment assurées.

En ce qui concerne la loi de décroissance, les mesures antérieures d'intensité de rayons canaux de W. Wien ⁽³⁾ et d'autres ont déjà fourni des courbes qui, dans un domaine allant jusqu'à 50 o/o de l'intensité initiale, s'adaptent bien à des courbes de forme exponentielle. Mais, d'après R. d'E. Atkinson ⁽⁴⁾ elles ne sont pourtant concluantes qu'en apparence. Des niveaux supérieurs sont également excités, des recombinaisons ont lieu ; c'est aussi pourquoi les durées de vie mesurées par Wien sont toujours trop longues. La vitesse atomique n'est pas uniforme, et elle est mal connue. Il y a un fond de lumière dû à l'excitation par choc avec les atomes du gaz restant. Des rayons X sont présents qui voilent la plaque photographique.

La particularité du présent essai est d'avoir permis pour la première fois l'étude de la loi de décroissance dans des conditions qui me semblent correctes.

(1) P. SOLEILLET. C. R., **204** (1937), 253.

(2) P. KUNZE. *Ann. der Physik*, **85** (1928), 1013 (à cet endroit d'autres références).

(3) W. WIEN. *Ann. der Physik*, **60** (1919), p. 597 et ailleurs.

(4) R. d'E. ATKINSON. *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **116** (1927), 81.

CONCLUSION

Le procédé de photométrie photographique a été vérifié par comparaison avec un dispositif utilisé par M. Chalonge.

A cause de la non-uniformité latérale de la luminosité du jet, l'évaluation des clichés est délicate et doit avoir lieu rigoureusement suivant la trajectoire d'atomes la plus lumineuse. Elle est vérifiée du fait que deux méthodes différentes pour réaliser une telle évaluation donnent le même résultat.

Il est vérifié que ni le champ magnétique, ni la densité atomique dans le jet ne modifient le résultat de la mesure. L'invariance de la durée de vie moyenne dans un champ magnétique extérieur est en accord avec la théorie. Dans les essais concluants, la raie de résonance seule a été excitée.

Les courbes mesurées s'adaptent parfaitement à la courbe théorique. Ainsi chaque mesure donne une valeur de durée de vie unique. De plus, les sept mesures donnent la même valeur de durée de vie.

On parvient ainsi à la conclusion suivante : L'adaptation parfaite de la courbe mesurée à la courbe théorique est une démonstration du caractère exponentiel présumé de la décroissance du rayonnement atomique. La durée de vie de l'état 4^3P_1 du zinc est de $\tau = 3,0 \cdot 10^{-8} \text{ sec} \pm 5 \text{ o/o}$.

En cas d'excitation du spectre entier, la durée de vie se montre augmentée de 15 o/o. La cause d'une augmentation si importante reste douteuse, mais est probablement en rapport avec les deux niveaux métastables 4^3P_0 et 4^3P_2 .

A la fin de cet exposé, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M. Georges Bruhat et à le remercier vivement des précieuses remarques que je lui dois lors d'entretiens au sujet de mon travail, entretiens auxquels j'aurais peut-être dû avoir recours encore plus souvent.

J'ai conscience de la faveur qui m'a été faite et m'a permis d'exécuter ce travail au laboratoire de l'Ecole Normale Supérieure. M. Eugène Bloch me permettra de lui exprimer ici ma profonde reconnaissance de m'avoir admis dans son laboratoire et d'avoir toujours suivi mes essais avec un intérêt critique et bienveillant.

M. D. Chalonge m'a autorisé à faire usage de son microphotomètre et à comparer mon dispositif de graduation avec le sien. Je dois à cette possibilité en grande partie la certitude avec laquelle j'affirme mes résultats. Je lui en adresse ici mes vifs remerciements.

Enfin, je tiens également à remercier ici tous mes camarades ainsi que le personnel du laboratoire auprès desquels j'ai toujours trouvé le plus cordial concours.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Sommaire	1
I. — Introduction	2
II. — L'appareil à jet	3
Traits essentiels de la construction.	
L'enceinte extérieure.	
Le dispositif de pompage.	
Le couvercle.	
Le creuset.	
Le couple thermo-électrique.	
Le condenseur.	
Le canon électronique.	
III. — Mesures de la vitesse de pompage.....	11
IV. — Le dispositif optique	14
V. — La graduation de la plaque photographique.....	17
Le dispositif.	
La loi de Talbot.	
Vérification.	
Plaque, révélateur.	
VI. — Courbe théorique de décroissance de la luminosité du jet....	22
VII. — Marche d'un essai.....	29
VIII. — L'évaluation	31
IX. — Résultats des mesures.....	38
Les données.	
Discussion.	
Confrontation.	
Conclusion	48

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La structure hyperfine des spectres atomiques.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 23 Mai 1942.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

P. MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

IMPRIMÉ PAR BARNÉOUD FRÈRES ET C^{ie} A LAVAL (FRANCE)

